

Теплоотдача испарительно-конденсационной системы при электрогидродинамической циркуляции теплоносителя и различной пространственной ориентации

М. К. Болога, *Ф. П. Гросу, И. В. Кожевников, А. А. Поликарпов, О. В. Моторин

*Институт прикладной физики АН Молдовы,
ул. Академическая, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, *e-mail: f.grosu@mail.ru*

Рассмотрено влияние пространственной ориентации испарительно-конденсационной системы (ИКС) на коэффициент теплоотдачи, который, как выяснилось, зависит от угла поворота системы по закону, близкому к косинусоиду. Установлено, что при верхнем расположении нагревателя теплоотдача минимальна, а при нижнем – максимальна, что соответствует физическим соображениям о роли архимедовых сил в процессе теплопереноса. Найдена средняя скорость циркуляции теплоносителя по контуру ИКС и оценены «электрическое» число Рейнольдса и коэффициент теплоотдачи как функция этого числа. Обсуждается вопрос о влиянии давления в системе на исследуемый процесс. Дана физическая интерпретация рассмотренных явлений, удовлетворительно согласующаяся с экспериментальными данными.

Ключевые слова: испарительно-конденсационная система, пространственная ориентация, парообразование, теплопередача, электрогидродинамическая прокачка.

УДК 536.248.2

ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрена задача о влиянии пространственного расположения испарительно-конденсационной системы (ИКС) на процесс теплопередачи, которая актуальна со многих точек зрения, и, в первую очередь, применительно к условиям переменной гравитации или невесомости [1–5]. На предыдущих этапах экспериментальных исследований [6] возникали определенные трудности и неясности, связанные с воспроизводимостью отдельных результатов, а также с выходом ИКС на стационарный режим. Являясь отчасти продолжением, данная работа преследует цели уточнения некоторых положений, с одной стороны, и расширения круга охваченных и решаемых задач, с другой. В частности, выявлено влияние давления рабочей среды на теплоотдачу испарителя. Как известно [7], при пузырьковом кипении в свободном объеме повышение давления благоприятствует теплоотдаче. Вместе с тем для пульсационных тепловых труб мнения авторов расходятся. Так получено [8], что эффективность работы пульсационной тепловой трубы выше при атмосферном давлении и уменьшается с ростом давления, в то время как, по данным [9], наоборот. Также наблюдалась тенденция (хоть и слабая) к ухудшению теплоотдачи в испарителе с ростом давления в системе [6]. Эффективность работы ИКС зависит и от ее ориентации [10, 11]. В связи с вышеизложенным некоторые исследования проведены заново, в том числе для других

условий при различных пространственных ориентациях контура ИКС.

Поскольку интенсивность тепломассопереноса в основном определяется средней скоростью циркуляции теплоносителя в контуре ИКС, которая, в свою очередь, обеспечивается электрогидродинамической прокачкой при различных режимах (числах Рейнольдса), то большое внимание уделялось определению характерных значений средней скорости циркуляции теплоносителя, и это достигалось методом выявления автомодельности уравнений движения (Навье-Стокса). Также обсуждены некоторые вопросы затронутой тематики, как возможные уточнения и развития исследований.

ОРИЕНТАЦИЯ ИКС В ПРОСТРАНСТВЕ

Предварительно следует выявить геометрическую характеристику, определяющую положение системы термоэлектрогидродинамического (ТЭГД) контура в пространстве. Считая контур плоским, его пространственное положение можно охарактеризовать нормалью \vec{n} к плоскости контура, а саму ориентацию – углом $\widehat{\vec{n}, \vec{g}}$ между \vec{n} и \vec{g} – ускорением свободного падения (полагая его постоянным). Экспериментальное исследование по множеству этих углов практически нереализуемо, поэтому исследования проведены при наиболее типичных ориентациях, согласно рис. 1, на котором обозначено: + Q – подвод тепла (нагреватель); - Q – отвод тепла (конденса-

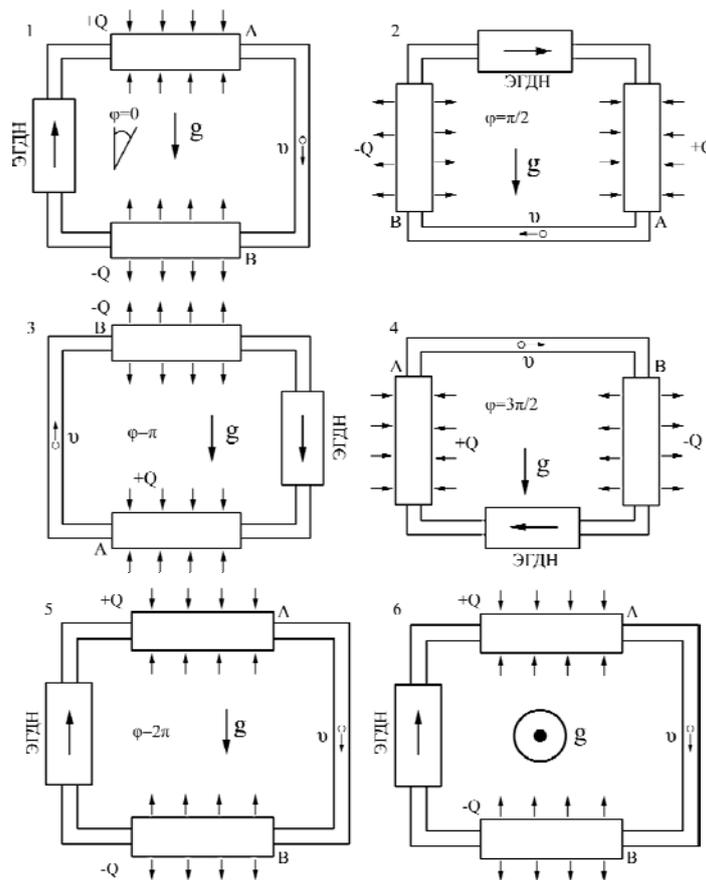


Рис. 1. Ориентация контура ИКС в пространстве.

тор); ЭГДН – электрогидродинамический насос, типа «конус (игла)-конус», (ранее в [12], названный – «игла-кольцо»), обеспечивающий циркуляцию рабочей среды по замкнутому контуру; ориентация ИКС в пространстве рассматривается по отношению к вектору \vec{g} посредством более наглядного угла φ (вместо $\widehat{\vec{n}, \vec{g}}$), отсчитываемого от вертикали по ходу часовых стрелок (рис. 1 позиция 1) до направления «ЭГД прокачки», указанного стрелкой на ЭГДН. Цифры на схемах означают: 1 $\Leftrightarrow \varphi = 0$ – худшая позиция с точки зрения теплообмена, когда нагреватель находится в верхней части системы и архимедовы силы препятствуют циркуляции пузырьков по направлению вынужденной ЭГД прокачки среды; 2 $\Leftrightarrow \varphi = \pi/2$ – промежуточная ориентация, когда нагреватель занимает вертикальное положение в средней части контура (контур расположен в вертикальной плоскости); 3 $\Leftrightarrow \varphi = \pi$ – ориентация, при которой архимедовы силы благоприятствуют вертикальному всплытию пузырьков. Рабочая парожидкостная диэлектрическая смесь прокачивается по ИКС контуру в указанном на нем направлении. Режимы, при которых насос не преодолевает гидродинамическое сопротивление среды, не рассматриваются; 4 $\Leftrightarrow \varphi = 3\pi/2$ – случай, получаемый из 2, если поменять местами источники тепла и конденсации и поместить

ЭГДН снизу; 5 $\Leftrightarrow \varphi = 4\pi/2$ – схема, геометрически идентичная исходной; 6 \Leftrightarrow особый случай (здесь угол φ не характерен), контур и его элементы расположены в горизонтальной плоскости (рис. 1, позиция б), что исключает заметную роль архимедовых сил из процесса теплообмена, тем самым имитируется случай невесомости, однако, как показано ниже, это не совсем так. На рис. 1 схематично представлена картина, отображающая отмеченные пространственные положения контура ИКС в исследованных ситуациях.

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕПЛОТДАЧИ ОТ УГЛА φ

Отложив условно цифры 1, 2, 3 по оси абсцисс через некоторый фиксированный интервал, а по оси ординат – соответствующие значения коэффициента теплоотдачи α для определенной мощности нагревателя и силы тока ($N = 48,5$ Вт, $I = 3,12$ мкА), получим график (рис. 2), который отображает зависимость коэффициента теплоотдачи от «ориентации» контура в пространстве. Полагая вместо цифр 1, 2, 3 углы $\varphi = 0; \pi/2; \pi$, получим смысловой количественный график зависимости коэффициента теплоотдачи α от угла φ . По точкам (рис. 2) можно аппроксимировать функцию $\alpha = \alpha(\varphi)$, которая, не будучи получена на основе физических данных, лишена

физического содержания. Чтобы этой функции придать смысловую окраску, необходимо получить ее на основе некоторых физических соображений. При этом будем исходить из основного условия работоспособности ИКС: пузырьки не должны попадать в ЭГД насос. В свою очередь, это условие диктует второе – пузырьки, возникающие в испарителе, должны переноситься ЭГД течением к конденсатору пара только по направлению самого ЭГД течения, причем таким образом, чтобы к выходу из конденсатора успели сконденсироваться по возможности все, поступившие из ЭГД потока пузырьки. Однако, это условие трудно выполнимо, поэтому пузырьки, не успевшие сконденсироваться, на выходе конденсатора улавливаются специальной «ловушкой» и удаляются, чтобы предотвратить их попадание в ЭГД насос. Конечно, это приводит к некоторым потерям тепла, однако, по оценкам, они пренебрежимо малы ввиду малого количества и размера попадающих в ловушку пузырьков. Наконец, для того чтобы пузырьки пара (по схеме 1, рис. 1) не смогли преодолеть силы противоположного ЭГД течения для подъема вверх, необходима достаточно большая скорость ЭГД течения вниз. В итоге расчеты ИКС упрощаются за счет предположения, что циркуляция пузырьков должна происходить лишь вдоль участка ветви АВ (причем от точки А к В), рис. 1. Из сказанного ясно, что переносная скорость ЭГД прокачки, которую обозначим v_E , должна быть не меньше скорости всплытия пузырька в неподвижной жидкости v_A (обусловленной силой Архимеда). С учетом ориентации контура это означает $v_E \geq v_A \cos \varphi$ и скорость всплытия пузырька можно оценить по формуле:

$$v = v_E - v_A \cdot \cos \varphi, \quad (1)$$

показывающей, что в позициях 1–5 скорости должны быть равными соответственно: $v_1 = v_E - v_A$; $v_2 = v_E$; $v_3 = v_E + v_A$; $v_4 = v_E$; $v_5 = v_E - v_A$, что отвечает физическому смыслу влияния архимедовых сил (v_A) на скорость всплытия пузырьков при наличии переносного движения жидкости (v_E). Формулой (1) можно воспользоваться и для оценки скорости движения теплоносителя в целом, и ее следует рассматривать как «репер» для нахождения более адекватных зависимостей коэффициента теплоотдачи от угла поворота φ (рис. 1). Она отражает экстремальные значения коэффициента теплоотдачи, установленные экспериментально в соответствии с рис. 2, на котором отдельные точки отражают результаты нескольких измерений.

В то же время, полагая, что перенос тепла обусловлен главным образом фазовым перехо-

дом «жидкость-пар» и последующим транспортом пара вдоль пути АВ (рис. 1) со средней скоростью v , можно оценить коэффициент теплоотдачи нагревателя. Действительно, пусть пар произведен в количестве dm , на что израсходовано количество тепла

$$dQ = \lambda \cdot dm, \quad (2)$$

где λ – удельная теплота парообразования. Если пар переносится со средней скоростью v вдоль участка АВ, то количество пара, прошедшее за единицу времени через поперечное сечение канала, будет

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\gamma \cdot dV}{dt} = \frac{\gamma \cdot dl \cdot S_0}{dt} = \gamma \cdot v \cdot S_0, \quad (3)$$

где γ – плотность пара; $v \equiv dl/dt$ – его скорость; dl – элемент длины канала; S_0 – площадь его поперечного сечения. Из (2) и (3) следует:

$$\frac{dQ}{dt} = \lambda \cdot \gamma \cdot v \cdot S_0. \quad (4)$$

Отсюда для коэффициента теплоотдачи получим:

$$\alpha = \frac{1}{\theta_s \cdot S} \cdot \frac{dQ}{dt} = \lambda \cdot \gamma \cdot v \cdot \frac{S_0}{\theta_s \cdot S}, \quad (5)$$

где S – площадь теплоотдающей поверхности нагревателя; θ_s – температурный напор. Заметим, что коэффициент теплоотдачи в этой модели оказывается пропорционален скорости теплоносителя. Подставив (1) в (5), получим формулу:

$$\alpha = \lambda \gamma (v_E - v_A \cdot \cos \varphi) \cdot \frac{S_0}{S \cdot \theta_s}, \quad (6)$$

которая дает возможность оценить вклад пузырькового кипения в теплопередачу и подсказывает возможную структуру зависимости теплоотдачи от пространственной ориентации контура. Согласно (6), можно ожидать, что зависимость коэффициента теплоотдачи α от угла φ вообще имеет вид косинусоиды типа:

$$\alpha = A - B \cdot \cos \varphi, \quad (7)$$

где A и B – положительные постоянные, причем $A > B$. Как обобщение на случай учета теплопереноса за счет конвекции, к правой части (7) можно было бы добавить некоторую поправку, которая, однако, не меняет структуру формулы, поэтому при обработке опытных данных примем ее за основу. В частности, с помощью (7) аппроксимированы данные рис. 2 и в результате по методу наименьших квадратов найдено (система СИ):

$$\alpha = 1361 - 24 \cdot \cos \varphi. \quad (8)$$

Соответствующий график зависимости (8) представлен на рис. 3.

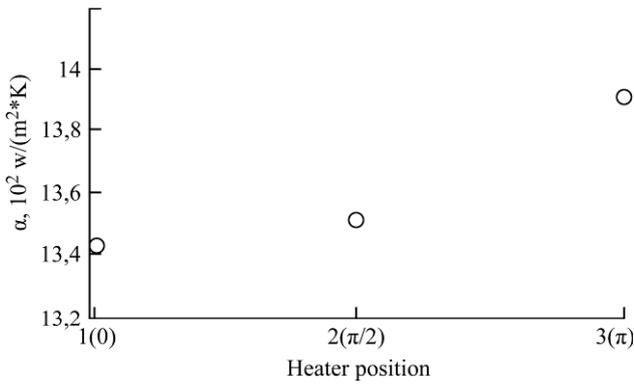


Рис. 2. Коэффициенты теплоотдачи при различных положениях ИКС в пространстве при мощности нагревателя $N = 48,5$ Вт и силе тока через ЭГДН $I = 3,12$ мА.

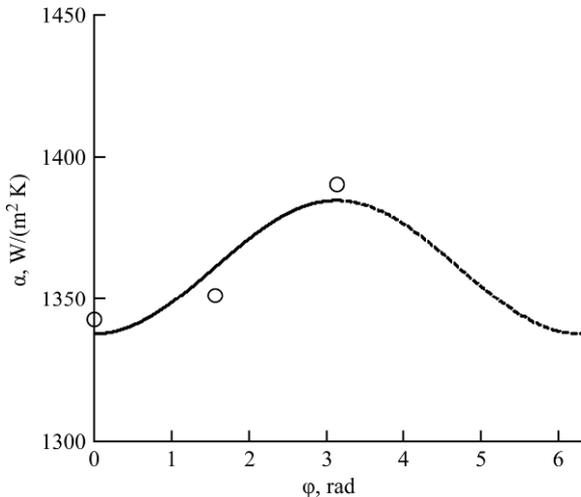


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи от пространственной ориентации ТЭГД контура. Точки – эксперимент. Пунктир – экстраполяционное продолжение до $\phi = 2\pi$.

Зависимость (7), коррелированная опытными данными (8), достаточно хорошо описывает их, о чем свидетельствует рис. 3, на котором пунктиром отображена экстраполяция зависимости до полного оборота (2π) ИКС.

СКОРОСТЬ И ДАВЛЕНИЕ ПРИ ЭГД ПРОКАЧКЕ

Как следует из приведенных формул, коэффициент теплоотдачи должен быть близким к прямой пропорциональной зависимости от скорости течения теплоносителя по ЭГД каналу, причем для позиции 3 ($\phi = \pi$) по формуле (1) найдем, что общая скорость максимальна:

$$v = v_{\max} = v_E + v_A. \quad (9)$$

Скорость v_A , обусловленную архимедовыми силами, при существенной ЭГД прокачке можно рассматривать как малую добавку к переносной ЭГД составляющей v_E . Найдем эту составляющую, а также развиваемые ЭГДН давления в зависимости от параметров задачи, главным образом от силы тока, исходя из уравнений ЭГД

коронного разряда, которыми моделируются процесс по всему ЭГД контуру. В предположении стационарности процесса:

$$\begin{aligned} \gamma(\vec{v}\nabla)\vec{v} &= -\nabla p + \rho\vec{E} + \eta\cdot\nabla^2\vec{v}; \\ \vec{j} &= k\rho\vec{E} \Rightarrow \rho\vec{E} = \vec{j}/k, \end{aligned} \quad (10)$$

или более компактно

$$\gamma(\vec{v}\nabla)\vec{v} = -\nabla p + \vec{j}/k + \eta\cdot\nabla^2\vec{v}; \quad (11)$$

где ρ и \vec{j} – плотности свободных объемных зарядов и электрического тока; η – коэффициент динамической вязкости среды; k – подвижность ионов знака «коронирующего» электрода (эммитера).

Задачу решаем методом отыскания автомоделных решений. Рассмотрим сначала уравнение (11) применительно к ЭГД течению внутри насоса и приведем его к безразмерному виду, введя масштабные величины, отмеченные индексом «0», и безразмерные искомые, отмеченные индексом «1»:

$$\vec{v} = v_0 \cdot \vec{v}_1; \quad p = p_0 \cdot p_1; \quad \nabla = \frac{1}{l} \cdot \nabla_1.$$

В результате получим:

$$\frac{\gamma v_0^2}{l} [(\vec{v}\nabla)\vec{v}]_1 = -\frac{p_0}{l} \cdot (\nabla p)_1 + \frac{j}{k} \cdot \vec{e}_j + \frac{\eta v_0}{l^2} (\nabla^2 \vec{v})_1, \quad (12)$$

где l – характерный масштаб длин в рассматриваемой задаче, например расстояние между электродами ЭГДН; \vec{e}_j – орт вектора плотности тока. Найдем масштабные величины, отражающие искомые соотношения. При этом рассматриваем три режима течения теплоносителя: статический ($v = 0$), ламинарный ($|\gamma(\vec{v}\nabla)\vec{v}| \ll |\eta\nabla^2\vec{v}|$) и турбулентный ($|\gamma(\vec{v}\nabla)\vec{v}| \gg |\eta\nabla^2\vec{v}|$).

1) В статическом режиме из (12) при $v = 0$ получим:

$$-\frac{p_0}{l} \cdot (\nabla p)_1 + \frac{j}{k} \cdot \vec{e}_j = 0,$$

и для достижения автомоделности следует принять

$$p_0 = \frac{j \cdot l}{k}. \quad (13)$$

Плотность тока заменим отношением полного тока I к площади поверхности s , воспринимающей ток, а в качестве характерного расстояния l , на котором происходит перепад давления, примем величину зазора δ между коническими поверхностями электродов ЭГДН. В результате для оценки давления, вырабаты-

ваемого насосом, получим расчетную формулу статического напора ЭГДН данного типа («конус – конус»):

$$\Delta p \sim \frac{\delta}{s} \cdot \frac{I}{k} \equiv \mu \cdot \frac{I}{k}, \quad (14)$$

где

$$\mu \equiv \delta / s \quad (15)$$

– геометрическая константа насоса. Считая, что поле сосредоточено в зазоре между коническими поверхностями электродов ЭГДН и однородно, в качестве «воспринимающей» ток поверхности примем внутреннюю боковую поверхность внешнего усеченного конуса площадью:

$$s = \pi l_c (R_c + r_c); \quad l_c = \sqrt{H_c^2 + (R_c - r_c)^2},$$

где l_c – длина образующей внешнего усеченного конуса; H_c – высота конуса; R_c – радиус большего основания усеченного конуса; r_c – меньшего. Подставляя данные использованного насоса: $H_c = 3$ мм; $R_c = 3,50$ мм; $r_c = 1$ мм, находим: $l_c = 3,91$ мм, $s = 55,3$ мм² и $\mu = 1$ мм/55,3 мм² = $0,0181$ мм⁻¹ = $18,1$ м⁻¹.

Одновременно перепад давления в экспериментальных гидростатических условиях уравнивается гидростатическим столбом жидкости высотой h , согласно формуле $\Delta p = \gamma gh$, откуда с учетом (13)–(15) и точностью до безразмерного коэффициента пропорциональности c ($c \sim 1$)

$$h = c \cdot \frac{\mu}{k \gamma g} \cdot I \equiv \chi \cdot I, \quad (16)$$

где введено обозначение:

$$\chi \equiv c \cdot \frac{\mu}{k \gamma g}. \quad (17)$$

Сняв напорную $h(U)$ и вольт-амперную $I(U)$ характеристики по методике [12], найдем:

$$h(U) = 4,33 \cdot U^2 - 73,4 \cdot U + 326;$$

$$I = (0,0830 \cdot U^2 - 1,41 \cdot U + 6,07). \quad (18)$$

Подставив (18) в (16), получим соотношение для коэффициентов при одинаковых степенях U :

$$\begin{aligned} &4,33 \cdot U^2 - 73,4 \cdot U + 326 = \\ &= \chi \cdot I = \chi \cdot (0,0830 \cdot U^2 - 1,41 \cdot U + 6,07). \end{aligned}$$

Отсюда следует, что коэффициенты в формуле для напора с точностью до коэффициента пропорциональности χ совпадают с таковыми для вольт-амперной характеристики (ВАХ), то есть $h(U)$ и $I(U)$ подобны:

$$\begin{aligned} &4,33 = \chi \cdot 0,0830; \quad -73,4 = -\chi \cdot 1,41; \\ &326 = \chi \cdot 6,07 \Rightarrow \chi = (52,2; 52,1; 53,7). \end{aligned}$$

Приняв в качестве значения χ среднее арифметическое, получим: $\chi \approx 53$ мм/мкА. Теперь найдем эту же величину по теоретической формуле (17), полагая для гексана подвижность $k = 6 \cdot 10^{-8}$ м²/(В·с) [13]; плотность $\gamma = 0,660 \cdot 10^3$ кг/м³; $g = 9,81$ м/с², получим:

$$\begin{aligned} \chi &= c \cdot \frac{18,1}{6,00 \cdot 10^{-8} \cdot 0,660 \cdot 10^3 \cdot 9,81} \text{ м/А} = \\ &= c \cdot 0,470 \cdot 10^5 \text{ мА} = c \cdot 47,0 \text{ мм/мкА}. \end{aligned} \quad (19)$$

Приравнивая величины χ , найденные двумя различными способами, вычислим поправочный коэффициент: $c = 53/47 \approx 1,13$. Как и следовало ожидать, его значение близко к единице, что свидетельствует о достоверности расчета характеристик ЭГДН и приведенных теоретических представлений в целом. В оценочных целях и вообще на практике можно принять $c \approx 1$.

2) В случае ламинарного режима в (12) отбрасываем левую часть. Полагая при этом

$$v_0 = \frac{j \cdot l^2}{k \cdot \eta}; \quad p_0 = \frac{j \cdot l}{k}, \quad (20)$$

получим автомодельное уравнение:

$$-(\nabla p)_1 + \vec{e}_j + (\nabla^2 \vec{v})_1 = 0 \quad (21)$$

и следовательно, формулы (20) отражают скорость и развиваемый ЭГД насосом перепад давления. Причем вторая формула (20) сводится к (14), (15) и далее. Параметр l подлежит уточнению для каждого конкретного случая в отдельности в зависимости от параметров течения.

3) При турбулентном режиме из общего уравнения (12) выпадает последнее слагаемое справа и, положив

$$v_0 = \left(\frac{j \cdot l}{k \cdot \gamma} \right)^{1/2}; \quad p_0 = \frac{j \cdot l}{k}, \quad (22)$$

получим автомодельное уравнение при турбулентном режиме течения:

$$[(\partial \nabla) \vec{v}]_1 = -(\nabla p)_1 + \vec{e}_j. \quad (23)$$

Следует отметить, во-первых, что создаваемый ЭГДН напор при всех режимах дается одной и той же формулой (13) или (14). Во-вторых, формулы для скорости можно обобщить единой:

$$v_0 = \frac{v}{l} \cdot \left(\frac{j \cdot l^3}{k \gamma v^2} \right)^m, \quad (24)$$

где показатель степени $m = 1$ в ламинарном режиме и $m = 1/2$ – в турбулентном и, согласно опытным данным по теплообмену при коронном

разряде, следует ожидать его убывание от 1 до $\frac{1}{2}$ по мере развития электроконвекции. Заметим, что из (24) естественным образом вытекает понятие «электрического» числа Рейнольдса:

$$\text{Re}_E \equiv \frac{v_0 l}{\nu} \equiv \left(\frac{j \cdot l^3}{k \gamma \nu^2} \right)^m, \quad (25)$$

на основе которого решаются задачи по теплопереносу при коронном разряде в различных условиях [14]. Таким образом, решена задача, касающаяся внутренней области ЭГДН.

Переходим к внешней части контура, для которой уравнение (11) упрощается, поскольку ток течет только по ЭГД насосу, а оставшаяся часть уравнения (11) (без слагаемого \bar{j}/k) описывает течение типа Пуазейля под действием гидродинамического напора, созданного ЭГДН и пропорционального p_0 или Δp согласно (13) или (14).

Для нахождения величины скорости ЭГД течения можно исходить из формулы Пуазейля. Например, для средней скорости течения жидкости по трубе длиной L и внутреннего диаметра d под действием гидродинамического напора Δp [15], который «сшивается» с соответствующей величиной (14), получим:

$$\bar{v}_E \approx \frac{d^2}{32\eta} \cdot \frac{\Delta p}{L} \approx \frac{d^2}{32\eta} \cdot \frac{\mu I}{kL}, \quad (26)$$

где L – общая длина канала (не включая ЭГДН).

Подставляя опытные данные: $d = 3 \text{ мм} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $L = 110 \text{ см} = 1,10 \text{ м}$ для промежуточного значения силы тока $I = 2 \text{ мкА} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ А}$; $\eta = 0,3 \text{ мПа}\cdot\text{с}$ [16], найдем:

$$\bar{v}_E = \frac{(3,00 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 18,1 \cdot 2,00 \cdot 10^{-6}}{32,0 \cdot 0,300 \cdot 10^{-3} \cdot 6,00 \cdot 10^{-6} \cdot 1,10} = 0,510 \text{ (м/с)}. \quad (27)$$

Линейные зависимости скорости теплоносителя от силы тока через ЭГДН ИКС и величины этих скоростей (27) полностью подтверждаются ранее проведенными экспериментальными исследованиями методами фотокиносъемки [17]. Скорости ЭГД прокачки порядка $(0,1 \div 1,0) \text{ м/с}$ и приведенные оценки подтверждают состоятельность формулы (26). Поэтому есть основания полагать, что она правильно отражает как величину скорости ЭГД прокачки, так и ее зависимость от силы тока и других параметров ИКС. Кстати, формула (26) согласуется с общетеоретическими формулами, касающимися коронного разряда, полученными нами ранее, в частности правилом: линейная зависимость скорости электрического ветра от силы тока отмечается в ламинарном режиме течения жидкости и корневая – в турбулентном (формула (24)).

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОТДАЧИ ИКС

На рис. 4 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи от напряжения на ЭГД насосе, свидетельствующая о слегка ниже линейной зависимости α от U . Такую особенность можно качественно объяснить, исходя из общетеоретической формулы для зависимости числа Нусельта от «электрического» числа Рейнольдса Re_E [14]:

$$\text{Nu}_E = F(\text{Pr}) \cdot \text{Re}_E^n, \quad (28)$$

где $n = (0,5 \rightarrow 0,8)$ [15], причем здесь и далее символ « \rightarrow » означает стремление показателя n от левого значения к правому по мере возрастания числа Re_E . С учетом (25) и стандартного вида ВАХ коронного разряда (рис. 5) получим:

$$\begin{aligned} \text{Nu}_E &\sim I^{nm} \sim I^{(0,5 \rightarrow 0,8) \cdot (1,0 \rightarrow 0,5)} \sim \\ &\sim I^{0,5 \rightarrow 0,4} \sim (U^2)^{0,5 \rightarrow 0,4} \sim U^{1,0 \rightarrow 0,8}, \end{aligned} \quad (29)$$

что и наблюдается на рис. 4.

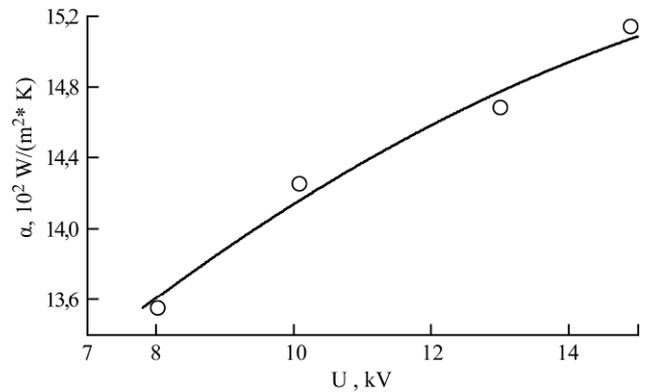


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплоотдачи от напряжения. Нагреватель в нижней части теплообменника (все элементы расположены в вертикальной плоскости). $N = 48,5 \text{ Вт}$.

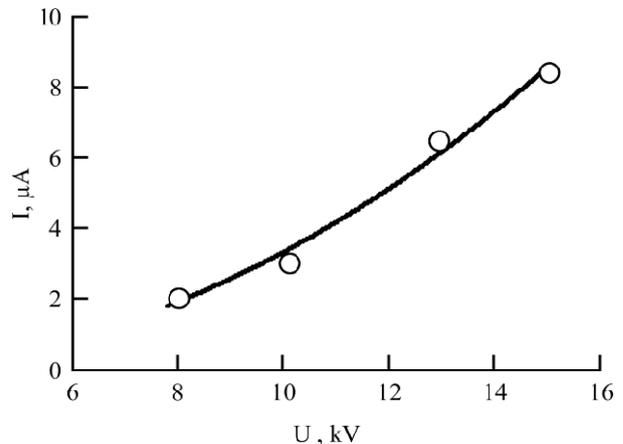


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика при бурном кипении. Нагреватель снизу $N = 48,5 \text{ Вт}$.

Неожиданной является зависимость коэффициента теплоотдачи от силы тока при горизонтальном расположении ЭГД контура (рис. 1,

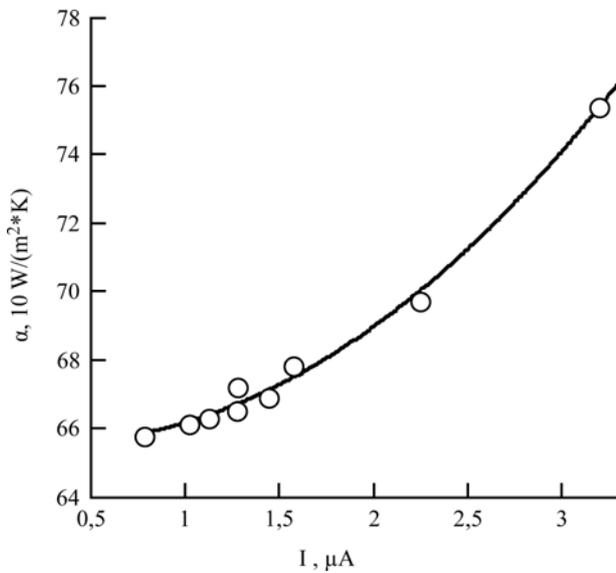


Рис. 6. Горизонтальное расположение всех элементов теплообменника.

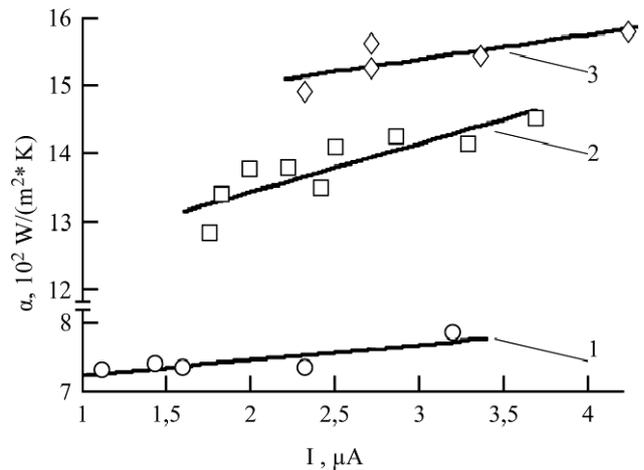


Рис. 7. Зависимость коэффициента теплоотдачи от тока ЭГДН при мощности нагревателя N : 1 – 25 Вт; 2 – 35 Вт; 3 – 45 Вт. Горизонтальное расположение контура.

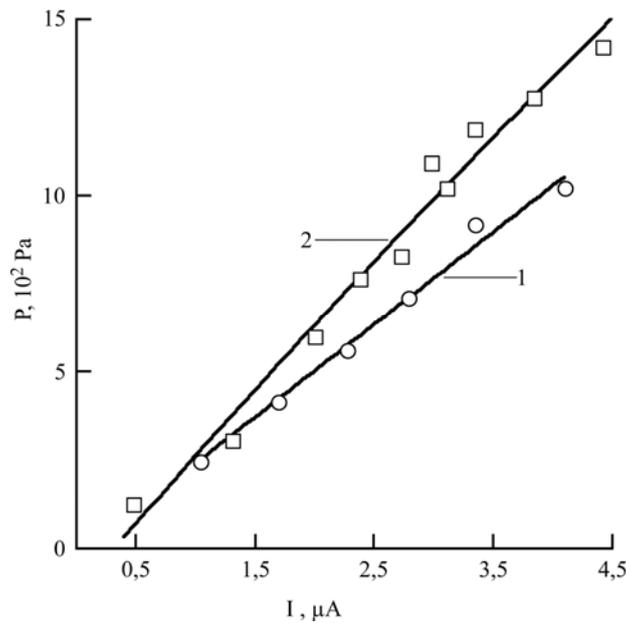


Рис. 8. Зависимость давления, генерируемого ЭГД насосом. (I – в динамике; 2 – в статике) от тока через ЭГДН.

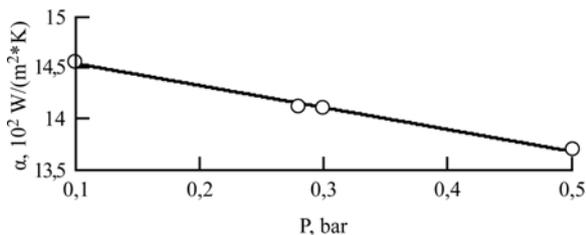


Рис. 9. Зависимость коэффициента теплоотдачи от давления. Нагреватель в нижней части теплообменника. $N = 40$ Вт. $I = 2,56$ мкА.

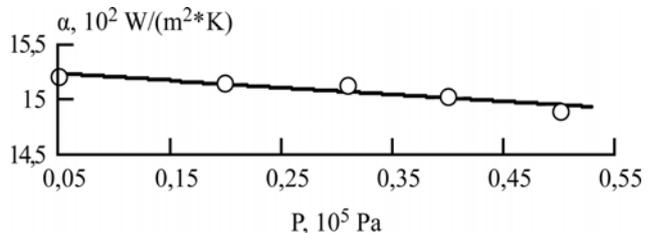


Рис. 10. Зависимость коэффициента теплоотдачи от давления в контуре при горизонтальном расположении всех элементов теплообменника. $N = 45$ Вт.

позиция б). Оказывается, при малых тепловых потоках ($N = 15$ Вт) коэффициент теплоотдачи квадратично растет с ростом тока, о чем свидетельствует рис. 6. Судя по отсутствию пузырьков, в этом ЭГД режиме имеется беспузырьковая электроконвекция, однако следует учесть, что контур горизонтален и архимедовы силы, каза-

лось бы, безучастны в процессе тепломассопереноса, а скорости течения должны определяться по одной из вышеприведенных формул. В действительности же, при течении жидкости по горизонтальным трубам, из-за архимедовых сил более горячие ее слои будут отеснены к верхней части трубы, ввиду чего распределение темпера-

туры не будет осесимметричным, следовательно, и само течение в целом не будет обладать такой симметрией. Значит, и условия теплоотдачи, и средние скорости будут другими. Этот вопрос заслуживает особого рассмотрения. Вместе с тем заметим, что квадратичная зависимость $\alpha(I)$ (рис. 6) характерна лишь для малых мощностей нагревателя. При возрастании мощности обсуждаемые зависимости становятся линейными, о чем свидетельствуют экспериментальные данные, представленные на рис. 7.

В то же время линейные зависимости объяснимы с точки зрения первоначальных соображений о пропорциональности коэффициента теплоотдачи скорости теплоносителя (формула (5)).

Теперь обращаемся к экспериментальной зависимости давления (p_0) от тока, генерируемого ЭГДН (рис. 8). Она линейна как в статике ($v = 0$), рис. 8, 2, так и в динамике ($v \neq 0$), рис. 8, 1, что подтверждается формулами (17), (19). Естественно, что в статике напор больше из-за большего гидравлического сопротивления системы.

Наконец, отдельного внимания заслуживает зависимость коэффициента теплоотдачи от избыточного давления в системе – $\alpha(p)$. Согласно опытным данным, представленным на рис. 9 и 10, независимо от ориентации ЭГД контура в пространстве, α слабо линейно падает с ростом давления. Как выяснилось ранее [6], причиной такой зависимости является влияние перепада температур $T_c - T_{ж}$, который растет с увеличением давления за счет роста температуры стенки. Одна из причин, по которой может расти температура стенки с увеличением давления – это уменьшение размеров пузырьков. Однако возможны и другие причины, и здесь необходимы специальные экспериментальные и теоретические исследования, которые составят предмет будущих изысканий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выявлено влияние ориентации на теплопередачу ИКС, методом автотомельных решений оценены скорости ЭГД прокачки теплоносителя в испарительно-конденсационной системе и предложены формулы для коэффициента теплоотдачи при различных режимах течения теплоносителя. Последний раздел посвящен общим вопросам теплопереноса ИКС, к которым следует вернуться после уточнения и расширения массива экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Taft B.S., Laun F.F., Smith S.M., et al. *J Thermophys Heat Tr.* 2015, **29**(2), 329–337.
2. Mangini D., Mameli M., Georgoulas A., Araneo L., et al. *Int J Therm Sci.* 2015, **95**, 53–63.

3. Creatini F., Guidi G.M., Belfi F., Cicero G., et al. 33rd UIT (Italian Union of Thermo-fluid-dynamics) Heat Transfer Conference. *J of Physics: Conference Series.* 2015, **655**, 012042. doi:10.1088/1742-6596/655/1/012042.
4. Gu J., Kawaji M., Futamata R. *Microgravity Sci Tec.* 2005, **16**(1), 181–185.
5. Faghri A. *FHP.* 2014, **5**(1), 1–48.
6. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожевников И.В., Поликарпов А.А., и др. *Тезисы докладов и сообщений XV Минского международного форума по теплообмену.* (ММФ–2016). 23–26 мая 2016 г. Минск, Т. 1. С. 276–280.
7. Rainey K.N., You S.M., Lee S. *J Heat Trans.* 2003, **125**(1), 75–83.
8. Narasimha K.R., Sridhara S.N., Rajagopal M.S., Seetharamu K.N. *JAFM.* 2012, **5**(2), 33–42.
9. Samadi M., Zarenezhad B. *Periodica Polytechnica Mechanical Engineering.* 2016, **60**(2), 96–102. doi: 10.3311/PPme.8703
10. Xue Z., Qu W. *Chinese J of Aeronautics.* 2014, **27**(5), 1122–1127.
11. Jahan S.A., Ali M., Islam Md.Q. 5th BSME International Conference on Thermal Engineering, Procedia Engineering. 2013, **56**, 82–87.
12. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожевников И.В., Поликарпов А.А., и др. *Тезисы Шестой Российской национальной конференции по теплообмену.* В 3 томах. (27–31 октября 2014 г. Москва). Т. 2. М.: Издательский дом МЭИ, 2014. С. 181.
13. Жакин А.И. *Успехи физических наук.* 2003, **173**(1), 51–68.
14. Болога М.К., Гросу Ф.П. *Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей.* Сб. докладов Международной научной конференции, 25–28 июня 2012, Санкт-Петербург, с. 37–40.
15. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Fluid mechanics.* Second Edition, Elsevier Ltd., 1987. 552 p.
16. Волков А.И., Жарский И.М. *Большой химический справочник.* Минск: Современная школа, 2005. 608 с.
17. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожевников И.В., Поликарпов А.А., и др. *ЭОМ.* 2014, **50**(3), 44–51.

Поступила 21.06.16

Summary

The influence of the spatial orientation of the evaporative condensing system (ECS) on the heat transfer coefficient is considered. It is found that it varies according to the cosine law, depending on the angle of rotation, which implies that it is at its minimum when the evaporator is at the top position and it is at its maximum when the heater is at the bottom position. It is consistent with physical considerations about the impact of buoyancy forces on heat transfer. The estimates of the average speed of the coolant circulation through the loop are presented, being the basis of estimates for the “electric” Reynolds number, heat transfer coefficient, and pressure in the system are carried out. The physical interpretation of the considered phenomena is conducted and satisfactory agreement of the experimental and calculated data is obtained.

Keywords: evaporative-condensing system, space orientation, evaporation, heat transfer, electrohydrodynamical pumping.