

*Б. Д. ДОЙНИКОВ,
кандидат технических наук*

СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ДВИЖЕНИИ ПАРОВОДЯНОЙ ЭМУЛЬСИИ В ТРУБАХ ПАРОВОГО КОТЛА

1. Введение в физическое и математическое обоснование вопроса о сопротивлении и теплообмене в вертикальных кипятильных трубах (парового котла или экрана)

В работах автора [1] рассмотрены гидродинамические основы отрыва парового пузырька от поверхности стенки, а также высказано соображение относительно времени его отрыва. Неясным остался вопрос о характере движения парового пузырька в турбулентном ядре сечения. Между тем он имеет большое теоретическое и практическое значение при решении задачи о сопротивлении движения пароводяной эмульсии в кипятильных трубах, а также объяснения не менее важного вопроса о выносе паровыми пузырьками воды. Подробное рассмотрение предлагаемой схемы, по сути дела, является первой попыткой теоретического обоснования движения пароводяной эмульсии в вертикальных трубах значительной длины. Впервые эта идея на основании только опытных данных была осуществлена в выпарных установках типа Кестнера [2].

Идея выпарных аппаратов Кестнера чрезвычайно оригинальна: при проведении тепла извне в вертикальных кипятильных трубах возникает так называемое ползучее течение — выпариваемый раствор движется вверх с довольно большими скоростями. Кроме того, при этой схеме трудно объяснить подъемную силу с общепринятых позиций значительной разностью удельных весов раствора и пароводяной эмульсии, поскольку в ней столб жидкости раствора по схеме сообщающихся сосудов отсутствует.

Известно, что до настоящего времени объяснение этого факта как в физическом, так и математическом отношении не было выполнено. Косвенные попытки объяснения этого эффекта были сделаны в свое время Г. А. Уваровым [3], однако как физическая схема модели, так и его математическая обработка принципиально неправильны.

По предложению Г. А. Уварова, количество жидкости, уносимое паровым пузырьком, равноценно количеству воды, содержа-

щемся в пограничном слое парового пузырька. Такое предположение могло возникнуть лишь при совершенно неправильном толковании внешней задачи. Допустим, в идеальном случае, что среда, в которой движется паровой пузырек, является неподвижной. Несомненно, что при движении парового пузырька в силу закона вязкого трения образуется пограничный слой. Распределение скоростей в нем до точки отрыва согласно теории пограничного слоя конечной толщины можно описать при помощи полинома, коэффициенты которого определяются, исходя из граничных условий. Независимо от вида полинома скорость частиц воды у парового пузырька должна быть равна скорости его движения, на внешней же границе пограничного слоя она во всяком случае близка к нулю. Поэтому совершенно неправильно считать, что объем жидкости, находящейся в пограничном слое, увлекается паровым пузырьком. Подобное явление возможно только в единственном случае, когда скорость частиц в пограничном слое была всюду одинаковая, равная скорости движения самого парового пузырька. Или проще говоря, паровой пузырек и окружающий его пограничный слой в смысле движения определялись бы одними и теми же уравнениями. Несостоятельность данного предложения усугубляется математическими нагромождениями, вследствие чего загромождается физическая сущность задачи.

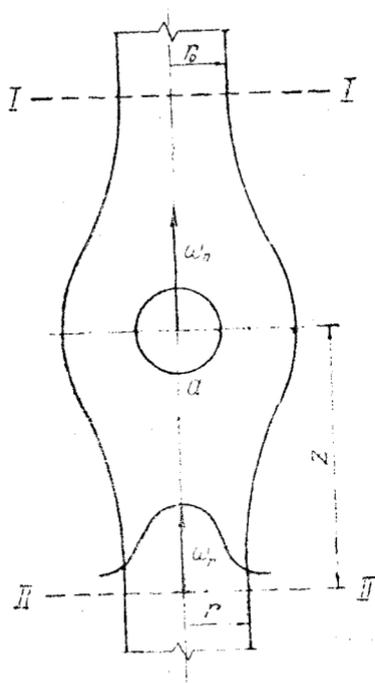


Рис. 1. Отрыв парового пузырька в неограниченном объеме

Как же можно в физическом отношении подойти к теоретическому обоснованию опыта Кестнера? По нашему мнению, для теоретического обоснования схемы задачи наиболее подходит физическая схема сопутного течения, возникающего при внешнем обтекании тел потоком. В самом деле, если в качестве первой идеализации рассмотреть задачу оторвавшегося парового пузырька в неограниченном объеме (рис. 1), то можно весьма просто подойти к расчету количества жидкости, увлекаемой единичным паровым пузырьком.

Действительно, если мысленно охватить осесимметричной трубкой объем парового пузырька, то можно выделить два характерных сечения: I—I до парового пузырька, причем на таком расстоянии, чтобы влияние движения пузырька практически исключалось; и II—II за паровым пузырьком, практически на таком расстоянии, что возникаю-

движения пузырька практически исключалось; и II—II за паровым пузырьком, практически на таком расстоянии, что возникаю-

щие при обтекании сферы вихревые кольца отсутствовали. Как показали исследования О. М. Голованова [4], чтобы исключить влияние указанных факторов достаточно сечение II — II расположить на расстоянии не менее четырех диаметров парового пузырька, отсчитанного от задней критической точки (α) схода потока. Тогда уравнение расхода для области течения, расположенного между I и II, можно записать в виде:

$$G' = \int_0^r 2\pi r \gamma \omega_r dr. \quad (1)$$

Данное выражение можно распространить на всю рассматриваемую область, если r сделать бесконечно большим, т. е. $r \rightarrow \infty$. Следовательно, приближенное уравнение расхода можно в пределе заменить следующим точным:

$$G = \int_0^{\infty} 2\pi r \gamma \omega_r dr, \quad (2)$$

где

- ω_r — скорость частиц в следе на различном расстоянии от r ;
- r — радиус текущей координаты осесимметричной задачи;
- ω_n — равновесная скорость движения парового пузырька (рис. 1);
- G — расход жидкости для области течения, расположенного между сечениями I и II.

Последнее выражение показывает, что если решена задача о распределении скорости в следе, то можно решить вопрос о количестве жидкости, увлекаемой единичным паровым пузырьком.

Если предположительно принять известную схему Толммена, то нетрудно практически оценить зону по следу за паровым пузырьком, участвующую в сопутном движении. Эта зона будет равна примерно четырем объемам парового пузырька. Или, проще говоря, паровой пузырек увлекает по объему при своем движении четыре объема жидкой фазы.

Усложним модель тем положением, что за первым паровым пузырьком будем считать движется второй, за вторым—третий и т. д. Очевидно, что при этом, если второй паровой пузырек попадает в зону сопутственного течения первого, то третий естественно — сопутственного движения второго и т. д., т. е. каждый по отношению к предыдущему будет двигаться с ускорением, достигая в конечном счете большей скорости витания, если, конечно, при этом они не соединятся в единый паровой пузырек.

Рассмотренная ранее идеализированная схема может быть конкретизирована, например, применительно к задаче движения пароводяной эмульсии в вертикальных кипяtilьных трубах экрана. При этом, исходя из новой модели, можно объяснить схему сопротивления движения пароводяной эмульсии в кипяtilьных трубах.

В самом деле, если один паровой пузырек или группа паровых пузырьков, движущихся в центральной части кипяtilьной трубки,

вызывает сопутное течение жидкой фазы, которая непосредственно соприкасается со стенкой трубы, то, естественно, поскольку скорость жидкой фазы у стенки равна нулю, возникают касательные напряжения, которые в конечном счете определяют гидродинамический коэффициент сопротивления. Таким образом, задача определения коэффициента гидродинамического сопротивления и заодно с этим и коэффициента теплообмена может быть в упрощенном виде сведена к обычной задаче теории ламинарного пограничного подслоя, если при этом число паровых пузырьков, движущихся в центральном ядре течения, достаточно велико.

Подытоживая изложенное, можно сделать заключение, что определение количества уносимой жидкости, равного занимаемому пограничному слою парового пузырька, являются неправильными. Одновременно предлагается приближенная физическая модель, позволяющая подойти к дальнейшей теоретической обработке опыта Кестнера о ползучем течении пароводяной эмульсии в вертикальных кипяtilьных трубках.

II. Коэффициент теплообмена от парового пузырька к воде в начальный период парообразования

Вопрос о теплообмене в начальный период парообразования, т. е. когда происходит рост парового пузырька у поверхности нагрева до его отрыва, в литературе до настоящего времени не освещался. Это объясняется весьма сложной моделью процесса передачи тепла. В самом деле, по установленным традициям, считается, что паровой пузырек, имеющий некоторый избыточный температурный потенциал, отрываясь от поверхности нагрева, полностью передает тепло воде. Но с этим положением вряд ли можно согласиться, поскольку, прежде чем оторваться от стенки, паровой пузырек некоторое время находится у стенки трубы. Игнорировать этот период времени -- значит недооценивать основной вопрос процесса теплообмена и парообразования. Процесс парообразования является по сути процессом неустановившимся, поскольку он связан с образованием, а затем ростом и отрывом парового пузырька от поверхности нагрева.

В настоящей работе рассматривается первая попытка учесть влияние переходных процессов во времени на коэффициент теплоотдачи. Конечно, схема задачи является достаточно идеализированной. Попытаемся разобраться в поставленной задаче с точки зрения ее физической и математической идеализации.

В начальный момент времени образовавшийся у поверхности нагрева паровой пузырек имеет весьма малый размер и его отрыв от поверхности нагрева определяется в первую очередь гидродинамикой потока, особенно в области пограничного слоя. Это означает, что время пребывания возникшего пузырька определяется скоростной структурой пограничного слоя, при котором появляющаяся подъемная сила по Жуковскому (в дальнейшем будем

именованная ее отрывной силой), определяет предельно допустимый размер парового пузырька, отрывающегося от поверхности нагрева.

Основное внимание в данной работе и отводится изучению передачи тепла от стенки к окружающей среде в период зарождения и развития паровых пузырьков. При рассмотрении вопроса задачу можно идеализировать дальше. Поскольку образовавшийся паровой пузырек имеет весьма малый размер (во всяком случае сравнимый с толщиной пограничного слоя), то можно предположить, что процесс передачи тепла в окружающую среду является процессом теплопроводности и определяется в силу того, что паровой пузырек неподвижен. В этих условиях процесс теплопередачи может быть определен следующим дифференциальным уравнением:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \right), \quad (3)$$

где

t — избыточная температура между температурой парового пузырька и окружающей среды;

τ — время;

a — коэффициент температуропроводности жидкой фазы;

r — текущая радиальная координата.

Уравнение (3) можно записать в более компактном виде

$$\frac{r \partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\partial (rt)}{\partial r} \right]. \quad (4)$$

Вводим новую переменную

$$u = tr, \quad (5)$$

тогда получим

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 u}{\partial r^2}. \quad (6)$$

Полагая

$$\eta = \frac{r}{\sqrt{\tau}}, \quad (7)$$

где

η — переменная координата,

будем иметь:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial u}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = - \frac{\partial u}{\partial \eta} \cdot \frac{r}{2\tau^{3/2}};$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial r} \right)^2 = \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \left(\frac{1}{\sqrt{\tau}} \right)^2.$$

Подстановка этих выражений в формуле (6) приводит к уравнению в обыкновенных производных вида

$$-\frac{du}{d\eta} \frac{u}{2} = \frac{d^2u}{d\eta^2} a,$$

или

$$-\frac{u}{2} = \frac{\frac{d^2u}{d\eta^2} a}{\frac{du}{d\eta}}.$$

Умножая обе части этого уравнения на $d\eta$ и затем интегрируя, получаем:

$$\ln C_1 - \frac{\eta^2}{4a} = \ln \frac{\partial u}{\partial \eta},$$

или

$$\frac{du}{d\eta} = C_1 e^{-\frac{\eta^2}{4a}}. \quad (8)$$

При вторичном интегрировании имеем:

$$u = C_1 \int_0^{\eta} e^{-\frac{\eta^2}{4a}} d\eta + C_2. \quad (9)$$

Для определения произвольной постоянной интегрирования C_2 воспользуемся условием на бесконечности, согласно которому при любом $\tau > 0$ должно быть, что

$$u = tr = [t(\infty; \tau) \infty] = 0, \quad (10)$$

поэтому $C_2 = 0$.

Следовательно, решение задачи можно окончательно представить в виде

$$u = C_1 \int_0^{\eta} e^{-\frac{\eta^2}{4a}} d\eta. \quad (11)$$

Определение же произвольной постоянной C_1 можно осуществить из условия у поверхности парового пузырька. В самом деле, если $r = R$ при $\tau = 0$, где R — радиус парового пузырька, то

$$t_w = \Theta_w - \Theta_f. \quad (12)$$

Здесь Θ_w и Θ_f соответственно температуры поверхности парового пузырька и окружающей среды;

t_w — избыточная температура между поверхностью парового пузырька и жидкой фазы.

$$t_w R = C_1 \int_0^{\infty} e^{-\frac{\gamma_1^2}{4a}} d\gamma_1 = C_1 \sqrt{\pi a},$$

откуда:

$$C_1 = \frac{t_w R}{\sqrt{\pi a}}. \quad (13)$$

Подставляя выражение (13) в (11), получим следующее выражение:

$$rt = \frac{t_w R}{\sqrt{\pi a}} \int_0^{\frac{r}{R}} e^{-\frac{\gamma_1^2}{4a}} d\gamma_1. \quad (14)$$

Для определения коэффициента теплоотдачи воспользуемся уравнением Фурье

$$\lambda 4\pi R^2 \left(\frac{dt}{dr} \right)_{r=R} = \alpha 4\pi R^2 t_w, \quad (15)$$

где λ — коэффициент теплопроводности воды;

α — коэффициент теплоотдачи от поверхности пузырька к жидкой фазе.

Тогда

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} = \frac{d}{t_w} \left(\frac{dt}{dr} \right)_{r=R}. \quad (16)$$

Здесь

Nu — критерий Нуссельта;

d — диаметр парового пузырька.

Дифференцируя выражение (14) по r , получаем:

$$\frac{d}{dr} (tr) = r \frac{dt}{dr} + t,$$

или

$$\frac{r dt}{dr} + t = \frac{t_w R}{\sqrt{\pi a \tau}} e^{-\frac{\gamma_1^2}{4a}},$$

откуда

$$\frac{dt}{dr} = \frac{t_w R}{r \sqrt{\pi a \tau}} e^{-\frac{\gamma_1^2}{4a}} - \frac{t}{r}.$$

Полагая в этом выражении $r=R$ и считая при этом, что $r \cong 0$ с учетом выражение (14), получаем

$$\left(\frac{dt}{dr} \right)_{r=R} = \frac{t_w}{\sqrt{\pi a \tau}}. \quad (17)$$

Подставляя выражение (17) в (16) будем иметь следующее выражение

$$Nu = \frac{d}{t_w} \frac{t_w}{\sqrt{\pi a \tau}} = \frac{d}{\sqrt{\pi a \tau}},$$

или

$$Nu = \frac{1}{\sqrt{\pi F_0}}, \quad (18)$$

где

F_0 — критерий Фурье, равный

$$F_0 = \frac{a\tau}{d^2}. \quad (18^1)$$

Оценим время наступления стационарного теплообмена, при котором, как известно, критерий Нуссельта

$$Nu = 2. \quad (19)$$

Сравнивая выражения (19) и (18)

$$2 = \frac{1}{\sqrt{\pi F_0}} \quad \text{или} \quad 2\sqrt{\pi F_0} = 1,$$

получаем, что значение критерия Фурье

$$F_0 = \frac{1}{4\pi}. \quad (20)$$

Приравняв выражения (18¹) и (20), имеем

$$\frac{a\tau}{d^2} = \frac{1}{4\pi},$$

откуда

$$\tau = \frac{d^2}{4\pi a}. \quad (21)$$

Определим среднее значение числа Нуссельта за период наступления стационарного теплообмена.

$$\bar{Nu} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d\tau}{\sqrt{\pi F_0}} = \frac{2}{\sqrt{\pi F_0}}. \quad (22)$$

Учитывая выражение (20), окончательно получим

$$\bar{Nu} = 4 \quad (23)$$

Полученное значение \bar{Nu} показывает, что в период отрыва парового пузырька теплообмен в два раза выше, нежели в условиях стационарного процесса теплообмена.

В результате исследования уравнения (18) можно сделать вывод, что в начальный момент образования паровых пузырьков число Nu может принимать весьма большие значения. По нашему

мнению, это является основным объяснением того факта, что коэффициент теплоотдачи от стенки к кипящей жидкости оказывается неограниченно большим.

III. Расчет коэффициентов сопротивления и теплоотдачи при движении единичного парового пузырька при неограниченном объеме

В настоящем разделе мы рассмотрим идеализированную задачу о сопротивлении и теплообмене единичного парового пузырька в неограниченном объеме.

На первый взгляд может казаться, что данная задача лишена практического интереса, поскольку в действительности мы имеем дело с неограниченным числом паровых пузырьков, движущихся в ограниченном объеме (кипятильных трубах котла или крана). Но такой подход является общепринятым, как в физическом, так и математическом отношении задача формулируется наиболее полно и все ее особенности с определенными коррективами переносятся на практически важные случаи.

Для идеализированной задачи можно написать систему известных дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{w_\infty}{\partial z} \frac{\partial w_{z_1}}{\partial z} &= \frac{A}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial w_{z_1}}{\partial r} \right); & (a) \\ \frac{\partial (r w_{z_1})}{\partial r} + \frac{\partial (r w_{t_1})}{\partial r} &= 0; & (b) \\ w_\infty \frac{\partial t}{\partial z} &= \frac{B}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial t_1}{\partial r} \right), & (c) \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} w_{z_1} &= w_z - w_\infty; \\ t_1 &= t - t_\infty. \end{aligned}$$

Здесь w_z и t понимаются как скорость и температура в среде. Величины с индексом ∞ соответствуют условиям бесконечности. В частном случае эти величины могут оказаться равными нулю.

w_{z_1} — проекция скорости на ось Z ;

t_1 — избыточная температура;

A и B — соответственно турбулентная кинематическая вязкость и турбулентная температуропроводность;

r, Z — координаты цилиндрической системы.

Для наглядности формулировки задачи рассмотрим рис. 1. Система (24) легко решается известным методом источников. Для определения произвольных постоянных интегрирования используются также известные интегральные соотношения Толмиена применительно к осесимметричной задаче:

$$\left. \begin{aligned} R &= \rho \omega_{\infty} \int_0^{\infty} 2\pi \omega_{z_1} r dr; \quad (a) \\ Q &= c_p \gamma \omega_{\infty} \int_0^{\infty} 2\pi t_1 r dr. \quad (b) \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Как известно, интегрирование системы (24) при помощи соотношения системы (25) приводит к заключению, что скорость и температура по следу за сферическим телом изменяются обратно пропорционально координате Z . Данное положение находится в противоречии с известными теоретическими данными Прандтля, подтвержденными экспериментальными исследованиями. На основании этих исследований известно, что скорость по следу, а также температура по оси симметрии изменяются пропорционально $Z^{-1/2}$. Поэтому необходимо создать такие предпосылки при решении задачи, чтобы результат ее выполнения не противоречил этим исследованиям. По нашему мнению, этого соответствия можно достигнуть, если предположить, что турбулентная вязкость и турбулентная температуропроводность определяются из выражений:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{2}{3} A_0 Z^{-1/2}; \quad (a) \\ B &= \frac{2}{3} B_0 Z^{-1/2}. \quad (b) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

При использовании соотношения (26) систему уравнений (24) можно написать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{\infty} \frac{\partial \omega_{z_1}}{\partial u} &= \frac{2}{3} \frac{A_0}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \omega_{z_1}}{\partial r} \right); \quad (a) \\ \omega_{\infty} \frac{\partial t_1}{\partial u} &= \frac{2}{3} \frac{B_0}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial t_1}{\partial r} \right). \quad (b) \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

При помощи новых переменных:

$$\left. \begin{aligned} u &= \int_0^z \frac{dz}{z^{1/2}}; \quad (a) \\ \eta &= \frac{r^2}{u}. \quad (b) \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

решение системы (27) можно представить в виде следующих соотношений:

$$\omega_{z_1} = \frac{C_1}{4\pi A_0 u} e^{-\frac{r^2}{4A_0^2 u}}$$

или

$$\omega_{z_1} = \frac{C_1}{4\pi A_0 z^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4A_0 z^2}} \quad (29a)$$

$$\text{и } t_1 = \frac{C_2}{4\pi B_0 u} e^{-\frac{r^2}{4B_0 u}}$$

или

$$t_1 = \frac{C_2}{4\pi B_0 z^{2/3}} e^{-\frac{r^2}{4B_0 z^{2/3}}}. \quad (29\text{в})$$

Используя уравнение (25), можно написать:

$$R = C_1 \rho \omega_\infty \int_0^\infty \frac{2\pi e^{-\frac{r^2}{4A_0 z^{2/3}}}}{4\pi A_0 z^{2/3}} \cdot r \cdot dr,$$

после сокращений

$$R = C_1 \rho \int_0^\infty \frac{e^{-\frac{r^2}{4A_0 z^{2/3}}}}{A_0 z^{2/3}} \cdot r \cdot dr.$$

Если

$$u = \frac{r^2}{4A_0 z^{2/3}},$$

тогда

$$du = \frac{2r dr}{4A_0 z^{2/3}},$$

или

$$r dr = 2A_0 z^{2/3} du,$$

тогда

$$R = C_1 \rho \omega_\infty \int_0^{\infty - u} e^{-u} \cdot du = C_1 \rho \omega_\infty.$$

Откуда

$$C_1 = \frac{R}{\rho \omega_\infty}. \quad (30\text{а})$$

Подставляя выражение (30а) в (29а), имеем

$$\omega_z = \frac{R}{4\pi A_0 \rho \omega_\infty z^{2/3}} e^{-\frac{r^2}{4A_0 z^{2/3}}}. \quad (31\text{а})$$

Точно также из выражения (25)

$$C_2 = \frac{Q}{C_p \gamma \omega_\infty},$$

тогда, подставляя (30 в) в уравнение (29 в), имеем:

$$t_1 = \frac{Q}{4\pi B_0 C_p \gamma \omega_\infty Z^{2/3}} e^{-\frac{r^2}{4B_0 Z^{2/3}}} \quad (31в)$$

Представляет особый интерес проверка наших соотношений для скорости и температуры, имеющих место на оси симметрии за паровым пузырьком. В самом деле, принимая в соотношениях (31а) и (31в) $r=0$, получим

$$(\omega_{z_1})_{\max} = \frac{R}{4\pi A_0 \rho \omega_\infty Z^{2/3}}; \quad (32а)$$

$$(t_1)_{\max} = \frac{Q}{4\pi B_0 C_p \gamma \omega_\infty Z^{2/3}}. \quad (32в)$$

Выражения (32а) и (32в) показывают, что наше допущение относительно турбулентной вязкости и температуропроводности действительно.

Выражения в форме (26) приводят к соотношениям, в полной мере согласующимся с теоретическими исследованиями Прандтля, полученными на основе формального применения теории размерности.

Решение типа (32а) и (32в) позволяет определить коэффициенты сопротивления и теплообмена при движении единичного парового пузырька в неограниченном объеме. Для этой цели достаточно записать силу сопротивления и количество передаваемого тепла через коэффициент сопротивления и коэффициент теплоотдачи. Как известно, эти соотношения имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} R &= C \frac{\rho_\infty \omega_\infty^2}{2} F_{\text{мид}} \quad (а) \\ Q &= \alpha F_{\text{об}} t_w \quad (в). \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Подставляя выражение (33 а) в (32 а), находим значение коэффициента C

$$C = \frac{8\pi(\omega_{z_1})_{\max} A_0 \rho \omega_\infty Z^{2/3}}{\rho_\infty \omega_\infty Z^{2/3}}$$

или

$$C = \frac{8\pi(\omega_{z_1})_{\max} A_0 \rho}{\rho_\infty} \quad (34а)$$

Точно так же определяется значение коэффициента α

$$\alpha = \frac{4\pi(t_1)_{\max} B_0 C_p \gamma \omega_\infty Z^{2/3}}{F_{\text{об}} t_w} \quad (34в)$$

Прделанное исследование позволяет сделать вывод, что путем предельной идеализации удалось математически сформулировать

и решить задачу о коэффициенте теплообмена при движении единичного парового пузырька в неограниченном объеме. Следует отметить, что решение методом источников с учетом соотношений формы (26), приводит к согласованию нашего решения с классическими решениями Прандтля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дойников Б. Д. Исследование теплообменных процессов и водного режима паровых котлов малой мощности. Государственное издательство БССР, 1961.
 2. Аронс Г. А. Теплоиспользующие аппараты. Госэнергоиздат, 1941.
 3. Уваров Г. А. К вопросу расчета циркуляции в паровых котлах. Кандидатская диссертация. Куйбышевский индустриальный институт, 1948.
 4. Голованов О. М. Определение поправки «к» в уравнении гидродинамической теории теплообмена по температурному и скоростному следу за обтекаемым телом произвольной формы. Куйбышевский индустриальный институт, 1956.
 5. W. Tolmien. Grenzschichttheorie. Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 4, I Teil, Leipzig, 1931, S. 269.
-