

УДК 621.928.37

МАТВИЕНКО ОЛЕГ ВИКТОРОВИЧ, докт. физ.-мат. наук, профессор,
matvolegv@mail.ru

БАЗУЕВ ВИКТОР ПАВЛОВИЧ, ст. научный сотрудник,

slab@mail.tomsknet.ru

ВЕНИК ВЛАДИМИР НИКОЛАЕВИЧ, зав. лабораторией,

slab@mail.tomsknet.ru

СМИРНОВА НАТАЛЬЯ ГЕННАДЬЕВНА, инженер,

slab@mail.tomsknet.ru

Томский государственный архитектурно-строительный университет,
634003, г. Томск, пл. Соляная, 2

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКОВ В СМЕСИТЕЛЬНОМ УСТРОЙСТВЕ

В работе исследован процесс образования кавитационных пузырьков в кавитационно-смесительном диспергаторе. Установлено, что формирование зоны кавитации осуществляется в области пережима канала, где происходит значительное увеличение скорости потока и, соответственно, уменьшение давления. Проведенные расчеты показали, что для рассматриваемых режимных условий оптимальное пересжатие, обеспечивающее устойчивое существование зоны кавитации, лежит в диапазоне $0,5 < r_{\min}/R < 0,65$. С повышением температуры происходит увеличение размеров кавитационной зоны. При температуре жидкости, близкой к температуре кипения ($T = 365$ К), кавитационная зона локализуется не только в области пересжатия канала, но и распространяется вниз по потоку, занимая достаточно большую часть кавитационно-смесительного диспергатора.

Ключевые слова: кавитация; турбулентность; вязкая жидкость; гидродинамика.

OLEG V. MATVIENKO, DSc, Professor,

matvolegv@mail.ru

VICTOR P. BAZUEV, Senior Research Assistant,

slab@mail.tomsknet.ru

VLADIMIR N. VENIK, Head of laboratory,

slab@mail.tomsknet.ru

NATALYA G. SMIRNOVA, Engineer,

slab@mail.tomsknet.ru

Tomsk State University of Architecture and Building,

2, Solyanaya Sq., 634003, Tomsk, Russia

COMPUTATIONAL INVESTIGATION OF CAVITATION IN CAVITATION DISPERSER

The paper presents investigation of cavitation process in a cavitation disperser. It is shown that cavitation zone is formed in the channel pinch area where the significant increase of flow rate and decrease of pressure are observed. Calculations showed that for the given operation modes the optimal pinch value ranges between $0,5 < r_{\min}/R < 0,65$. The size of cavitation zone in-

creases with the temperature increase. At a liquid temperature close to the boiling point ($T= 365$ K), the cavitation zone is localized not only in the pinch area but also extends downstream and occupies a greater part of the cavitation disperser.

Keywords: cavitation; turbulence; viscous fluid; hydrodynamics.

В настоящее время широкое распространение получили холодные технологии производства битуминозных строительных материалов (асфальтобетонные смеси, кровельные, гидроизоляционные и другие материалы).

Особо перспективно применение водно-битумных эмульсий при производстве строительных и ремонтных работ дорожных покрытий. Использование водно-битумных эмульсий в отличие от горячего битума, обеспечивает значительную экономию битума (до 15 %) и снижение энергетических затрат в 1,5 раза.

Применение эмульсий обеспечивает высокую степень сцепления между существующим нижним и новым слоями покрытия, повышенную износостойкость покрытия, возможность производства работ с ранней весны до поздней осени (температура окружающей среды не менее 5 °С), возможность нанесения покрытий на влажную поверхность.

Битумные эмульсии представляют собой смесь дисперсного битума и воды с добавлением специальных эмульгирующих добавок, стабилизирующих дисперсную систему. Они экологически чисты, удобны при транспортировке и хранении.

Получение водно-битумных эмульсий всегда связано с процессом дробления дисперсной фазы. Учитывая, что вода и битум не смешиваются в обычных условиях, такой процесс всегда связан с определенными трудностями.

Для приготовления битумных эмульсий используются технологические устройства, различающиеся между собой принципом действия, конструктивными и технологическими параметрами.

Существующие в настоящее время установки для приготовления эмульсий, как отечественного, так и зарубежного производства, отличаются сложностью изготовления, эксплуатации и высокой стоимостью. Поэтому становится актуальной задача разработки эффективного и экономически выгодного способа изготовления битумных эмульсий без ухудшения их свойств [1].

С этой целью был разработан кавитационный смеситель-диспергатор (КСД) [2, 3] (рис. 1), состоящий из входного патрубка ввода водной фазы 1, выполненного в виде полого усеченного конуса и соединенного с завихрителем 2, патрубка ввода диспергируемого компонента 3 с обратным клапаном 4 и выходного патрубка 5, внутри которого установлен суперкавитатор 6. При этом ось выходного патрубка совпадает с осью патрубка подачи диспергируемого компонента и перпендикулярна оси входного патрубка.

Устройство работает следующим образом. Во входной патрубок подается водная фаза под давлением. Проходя через завихритель, струя воды разгоняется и закручивается, при этом линейные скорости достигают 40 м/с. Одновременно через патрубок 3 подается струя битума. Затем поток поступает на суперкавитатор, в котором происходит дробление и распределение дисперсионной фазы.

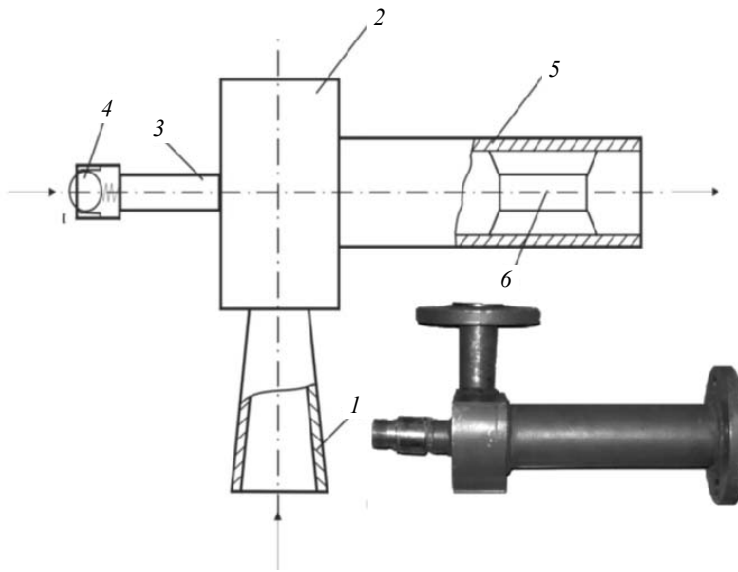


Рис. 1. Внешний вид и схема КСД

Данное устройство показало высокую эффективность и надежность в работе, при этом получаемая с его помощью битумная эмульсия имела высокую степень дисперсности.

Проведенные экспериментальные исследования позволили прийти к выводу о возможности применения принципа кавитационно-смесительного диспергирования для получения битумных эмульсий как на жидких, так и на вязких битумах различной концентрации.

В настоящей работе представлены методика и некоторые результаты расчета процесса кавитации водной фазы в кавитационно-смесительном диспергаторе.

Для описания поля течения в цилиндрическом канале используются двумерные осесимметричные уравнения Рейнольдса, записанные относительно осредненных по времени составляющих скорости: u , v , w и давления p [4, 5]:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{eff} r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right], \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v^2 r}{\partial r} &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{eff} r \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] - 2 \frac{\mu_{eff} v}{r^2} + \frac{\rho w^2}{r}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho u w}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v w r}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{r\phi} r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right] - \frac{\rho v w}{r}. \quad (4)$$

В отсутствие турбулентных пульсаций осредненные по Рейнольдсу параметры совпадают с мгновенными, и уравнения Рейнольдса переходят в уравнения Навье – Стокса для описания ламинарного течения.

Исследование характеристик турбулентности осуществлялось с использованием двухпараметрической k - ε модели, адаптированной Джонсом и Лаундером для расчета течений с низкими числами Рейнольдса [6–8]:

$$\frac{\partial \rho u k}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v k r}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} r \frac{\partial k}{\partial r} \right] + G - \rho \varepsilon - D, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho u \varepsilon}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v \varepsilon r}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] + (C_1 - C_2 \rho \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} + E, \quad (6)$$

$$G = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(r \frac{\partial w / r}{\partial r} \right)^2 \right\},$$

$$D = 2\mu \left[\left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \right],$$

$$E = 2 \frac{\mu_0 \mu_t}{\rho} \left\{ \left[\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right) \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right) \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right) \right]^2 \right\}.$$

Описанная выше модель турбулентности может быть модифицирована для расчета закрученных потоков введением соответствующих поправок, зависящих от градиентного и турбулентного чисел Ричардсона:

$$Ri_g = \frac{2\mu w}{G} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right), \quad Ri_t = \frac{k^2}{\varepsilon^2} \frac{w}{r^2} \frac{\partial (wr)}{\partial r}.$$

Введение поправки на градиентное число Ричардсона [9] основано на анализе устойчивости турбулентных вихрей в поле центробежной силы [10]

$$C_1 = 1,44(1 + C_3 Ri_g).$$

В зависимости от радиального распределения тангенциальной скорости кинетическая энергия пульсационного движения может переходить в потенциальную энергию вращательного движения (консервативное воздействие) или потенциальная энергия – в кинетическую [10].

При активном характере воздействия градиентное число Ричардсона принимает отрицательные значения, что приводит к уменьшению диссипации турбулентной кинетической энергии и, как следствие этого, к дополнительной турбулизации потока.

В случае положительных значений градиентного числа Ричардсона центробежные силы препятствуют радиальному перемещению жидкости, что приводит к увеличению ε и, соответственно, к уменьшению турбулентной кинетической энергии.

Турбулентное число Ричардсона, описывающее влияние кривизны линий тока на пространственный масштаб турбулентности, вводится в выражение для коэффициента C_2 , которое входит в источник член уравнения (6) для диссипации турбулентной кинетической энергии:

$$C_2 = 1,92(1 - C_4 Ri_t).$$

Тем самым учитывается увеличение диссипации турбулентной кинетической энергии в ядре потока и ее уменьшение в пристеночной области, которое происходит в результате закрутки потока вследствие искривления линий тока.

Эффективная вязкость (μ_{eff}) определяется как сумма молекулярной (μ) и турбулентной вязкости (μ_t)

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t.$$

Турбулентная вязкость может быть рассчитана с использованием k - ε модели турбулентности

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \rho k^2 \varepsilon^{-1},$$

где $C_\mu = 0,09$ – константа модели турбулентности,

$f_\mu = \exp(-3,4/(1 + 0,02 Re_t^2))$, $f_2 = 1 - 0,3 \exp(-Re_t^2)$ – функции модели турбулентности, зависящие от турбулентного числа Рейнольдса $Re_t = \rho k^2 / \mu \varepsilon$.

Искривление линий тока в закрученных течениях приводит к анизотропии течения. Для учета анизотропных свойств необходимо скорректировать турбулентные напряжения, вызванные закруткой потока. Эта коррекция осуществляется введением «вращательной» вязкости [9]

$$\mu_{r\phi} = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{r\phi}}.$$

Значения констант выбираются в соответствии с рекомендациями [8, 10]

$$C_3 = 0,9; C_4 = 0,001; C_\mu = 0,09; \sigma_\varepsilon = 1,3; \sigma_{r\phi} = 2,5.$$

Вследствие эллиптичности системы дифференциальных уравнений для замыкания задачи необходима постановка граничных условий на всех границах расчетной области (рис. 2).

Граничные условия на входе в КСД из патрубка ввода диспергируемого компонента ($x = 0, 0 \leq r \leq R_1$) определяются как

$$u = u_{in} = Q_{II} / \pi r_b R_1^2, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad k = k_{in} = Tu \cdot u_{in}^2, \quad \varepsilon = k_{in}^{3/2} / \eta R_1.$$

Граничные условия на выходе из завихрителя ($0 \leq x \leq L_1, r = R_4$) определяются как

$$u = 0, \quad v = \frac{Q_l}{4\pi R_4 L_1 \rho_1}, \quad w = \frac{Q_l}{S_{in} \rho_1}, \quad k = \text{Tu} \left(\frac{Q_{in}}{S_{in} \rho_1} \right)^2, \quad \varepsilon = \frac{\text{Tu}^{3/2}}{\eta R_4} \left(\frac{Q_l}{S_{in} \rho_1} \right)^3.$$

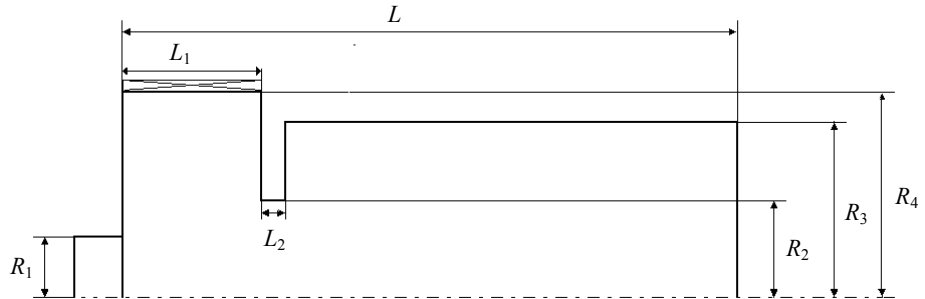


Рис. 2. Границы расчетной области

На оси течения ($0 \leq x \leq L$, $r = 0$) записываются следующие условия симметрии:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0.$$

В выходном сечении ($x = L$, $0 \leq r \leq R_3$) осевые составляющие градиента тангенциальной скорости, а также турбулентных характеристик k и ε предполагаются равными нулю. Таким образом, в выходном сечении граничные условия можно записать в виде

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0.$$

На стенках моделируются условия прилипания и непротекания. Для определения турбулентных характеристик предполагается локальное равновесие в пристеночной области

$$u = 0, \quad v = 0, \quad w = 0, \quad k = 0, \quad \varepsilon = 0.$$

На основе представленной выше математической модели было проведено численное исследование структуры течения в КСД. Расчетные параметры аппарата имели следующие значения: $R_1 = 7$, $R_2 = 12$, $R_3 = 17$, $R_4 = 20$, $L_1 = 120$, $L_2 = 20$, $L = 500$ мм, $S_{in} = 240$ мм².

Рассмотрим сначала особенности структуры течения и характеристик турбулентности в отсутствие центральной струи. На рис. 3, 4 показаны соответственно поля тангенциальной и осевой составляющих скорости.

Радиальное распределение тангенциальной составляющей скорости в приосевой области носит квазитвердый характер, а в пристеночной – квазипотенциальный. Между этими областями реализуется промежуточный режим течения. Максимальные значения тангенциальной скорости наблюдаются в области, непосредственно примыкающей к завихрителю. Вниз по течению интенсивность вращательного движения в результате действия вязких сил существенно уменьшается.

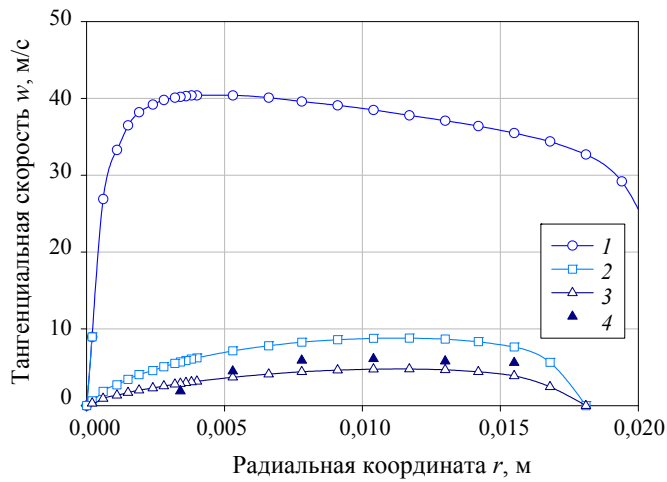


Рис. 3. Радиальное распределение тангенциальной скорости:
 1 – расчет ($x = 50$ мм); 2 – расчет ($x = 150$ мм); 3 – расчет ($x = 450$ мм); 4 – эксперимент ($x = 450$ мм)

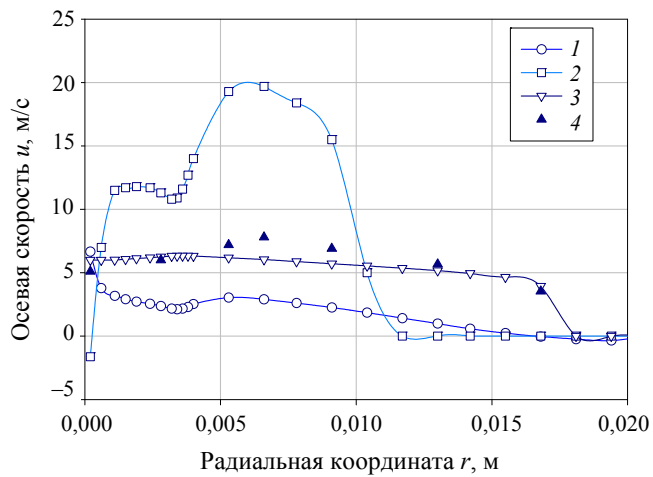


Рис. 4. Радиальное распределение осевой скорости:
 1 – расчет ($x = 50$ мм); 2 – расчет ($x = 150$ мм); 3 – расчет ($x = 450$ мм); 4 – эксперимент ($x = 450$ мм)

Закрутка потока приводит к появлению тангенциальной составляющей скорости w и формированию поля центробежных сил, пропорциональных $\rho w^2/r$, которые интенсифицируют движение жидкости в радиальном направлении. При малой интенсивности закрутки ($\varphi < 50^\circ$) градиент давления, вызванный наличием центробежных сил, приводит лишь к уменьшению значений u в приосевой области [11–14]. При большей закрутке в окрестности оси течения возникает большее разрежение, которое приводит к образованию

центральной зоны возвратных течений. Чем больше интенсивность закрутки потока, тем больше становится рециркуляционная зона и тем большее количество жидкости рециркулирует к торцевой поверхности камеры. Вблизи торца, а также по мере удаления от завихрителя особенности течения, вызванные закруткой потока, становятся менее выраженными. Профиль осевой скорости становится монотонным с максимумом на оси течения.

Распределение избыточного давления на выходе из улиточного завихрителя показано на рис. 5. Максимальные значения давления реализуются на периферии потока, что связано с действием поля центробежных сил. В приосевой области давление близко к атмосферному, при этом в области сужения канала заметна зона отрицательных давлений. При этом, чем больше интенсивность закрутки, тем шире область отрицательных давлений.

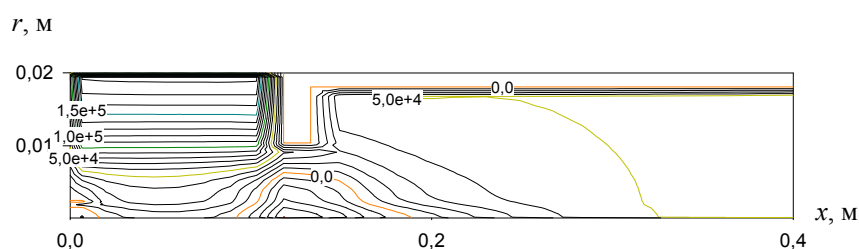


Рис. 5. Распределение давления

На рис. 6 приведены изолинии турбулентной кинетической энергии. Из рисунка видно, что наибольшие значения турбулентной кинетической энергии локализуются в области, где происходит разворот потока и градиенты скоростей очень велики: в окрестности торцевой стенки, а также в области сужения потока. Затем турбулентность вследствие конвекции переносится вниз по потоку, постепенно угасая.

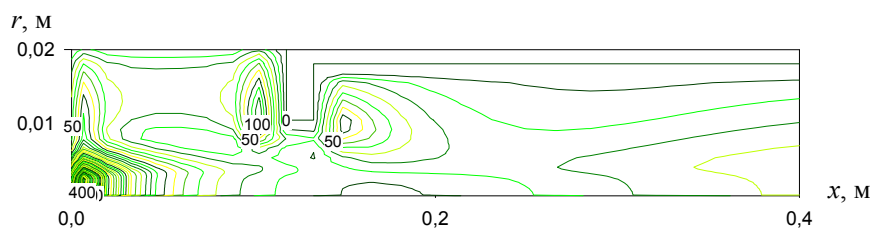


Рис. 6. Распределение турбулентной кинетической энергии

Введение в поток центральной струи жидкости существенно изменяет структуру течения.

Подача центральной струи происходит без ее закрутки, в то же время подвод потока жидкости через улиточный завихритель осуществляется без осевой составляющей скорости. Таким образом, структура течения определяется взаимодействием этих потоков.

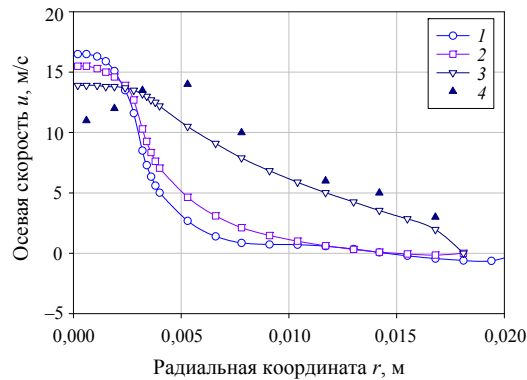


Рис. 7. Радиальное распределение осевой скорости:

1 – расчет ($x = 50$ мм); 2 – расчет ($x = 150$ мм); 3 – расчет ($x = 450$ мм); 4 – эксперимент ($x = 450$ мм)

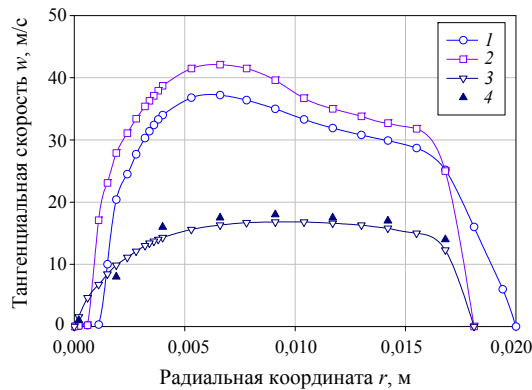


Рис. 8. Радиальное распределение тангенциальной скорости:

1 – расчет ($x = 50$ мм); 2 – расчет ($x = 150$ мм); 3 – расчет ($x = 450$ мм); 4 – эксперимент ($x = 450$ мм)

Как видно из рис. 7, для осевой составляющей скорости характерно наличие ядра, в котором осевая скорость u остается практически постоянной и равной скорости истечения, и пограничного слоя, в котором происходит падение скорости до скорости спутного потока. При этом профиль осевой составляющей скорости имеет вид кривой Гаусса

$$u(r) = U + (u_* - U) \exp \left[-\alpha \left(\frac{r}{r_*} \right)^2 \right],$$

где U – скорость спутного потока; u_* – скорость на оси потока; r_* – радиальная координата точки, где выполняется условие $(u(r) - U) = 0,5(u_* - U)$; α – константа, зависящая от режима течения и геометрии потока.

По мере удаления от входа в результате обмена осевой составляющей импульса происходит увеличение осевой скорости слоев I жидкости, примыкающих к поверхности струи II жидкости. При этом гауссовский характер распределения осевой скорости сохраняется. Значения u_* монотонно увеличиваются вниз по потоку, что свидетельствует о формировании и распространении эффективной струи, центральная часть которой представляет поток II жидкости, а периферийная – поток I жидкости. При этом смешения этих потоков не происходит.

В результате обмена импульсом в тангенциальном направлении происходит вовлечение центрального потока II жидкости во вращательное движение. При этом, если на начальном участке течения центральная струя сохраняет незакрученность, то уже на расстоянии, равном примерно одному диаметру струи, весь поток вращается как единое целое (рис. 8).

Распределение давления в потоке с центральной струей представлено на рис. 9. Качественно оно имеет тот же вид, что и на рис. 5: максимальное давление в пристеночной области, минимальное – в приосевой. Зона разрежения в соответствии с законом Бернулли локализуется в области сужения канала. При этом необходимо отметить, что при вводе центральной струи давление в канале возрастает примерно в 40 раз.

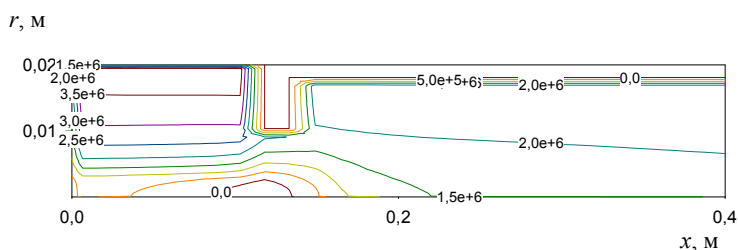


Рис. 9. Распределение давления

Анализ изолиний турбулентной кинетической энергии в потоке с центральной струей (рис. 10) указывает на то, что в дополнение к традиционным зонам генерации турбулентности, связанным с областями разворота потока, возникает зона генерации турбулентности в окрестности границы центральной струи и внешнего закрученного потока. И эта зона играет важную роль в процессе распада струи и формирования дисперсной системы.

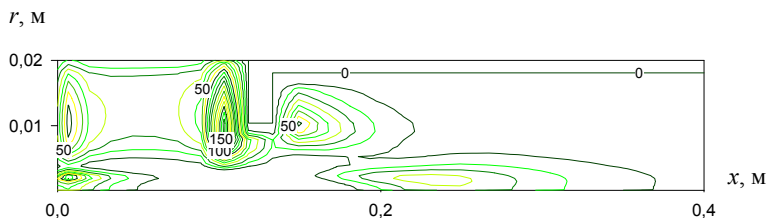


Рис. 10. Распределение турбулентной кинетической энергии

При моделировании процесса кавитации исходили из следующих предположений [15]. Известно, что в чистых однородных жидкостях кавитации практически не наблюдается, т. к. однородные жидкости обладают достаточно высокой прочностью на разрыв. Однако присутствие газов в жидкости уменьшает ее прочностные характеристики.

Таким образом, газы могут находиться в воде в виде пузырьков и микропузырьков или в растворенном на молекулярном уровне состоянии. Соотношение между концентрацией газа в жидкости и парциальным давлением газа у поверхности в равновесном состоянии описывает закон Генри. Концентрация газа, растворенного при постоянной температуре в данном растворителе до насыщения, прямо пропорциональна парциальному давлению этого газа над поверхностью раствора: $M_0 = \Gamma p_0$.

При снижении парциального давления (увеличении температуры) вода становится перенасыщенной, и газ выходит из жидкости в виде пузырьков. Микропузырьки практически незаметны для глаза по отдельности и кажутся молочной смесью в массе. При увеличении давления (снижении температуры) газ дополнительно растворяется в жидкости, микропузырьки не образуются.

При моделировании движения кавитационных пузырьков предполагалось, что скоростью их движения относительно несущей жидкости можно пренебречь вследствие малости размеров этих пузырьков. Таким образом, уравнение переноса газовой фазы имеет вид уравнения диффузии

$$\frac{\partial \rho u M_i}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v M_i}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho D_p \frac{\partial M_i}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho D_p r \frac{\partial M_i}{\partial r} \right]. \quad (7)$$

Начальный радиус кавитационного пузырька определялся в предположении равновесия сил давления и поверхностного натяжения, действующих на микропузырек:

$$R_0 = \frac{2\sigma}{p_d - p_0},$$

где R_0 – радиус пузырька при давлении; p_d – давление в жидкости на входе в аппарат; σ – коэффициент поверхностного натяжения.

Процесс кавитации, роста и схлопывания пузырьков описывался уравнениями Релея – Плессета:

$$\frac{\partial \rho u U}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v U}{\partial r} = \frac{p_v - p}{R \rho_l} + \frac{\Gamma M_0}{R \rho_l} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{3}{2} \frac{U^2}{R} - 4 \frac{\mu}{\rho_l} \frac{U}{R^2} - 2 \frac{\sigma}{\rho_l R^2}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho u R}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v R}{\partial r} = U, \quad (9)$$

где R – радиус пузырька; p_v – давление насыщенного пара; p – давление в жидкости; ρ_l – плотность жидкости; U – скорость изменения радиуса пузырька; γ – постоянная адиабаты.

На рис. 11 приведены результаты расчета кавитации в КСД для различных значений режимных и геометрических параметров.

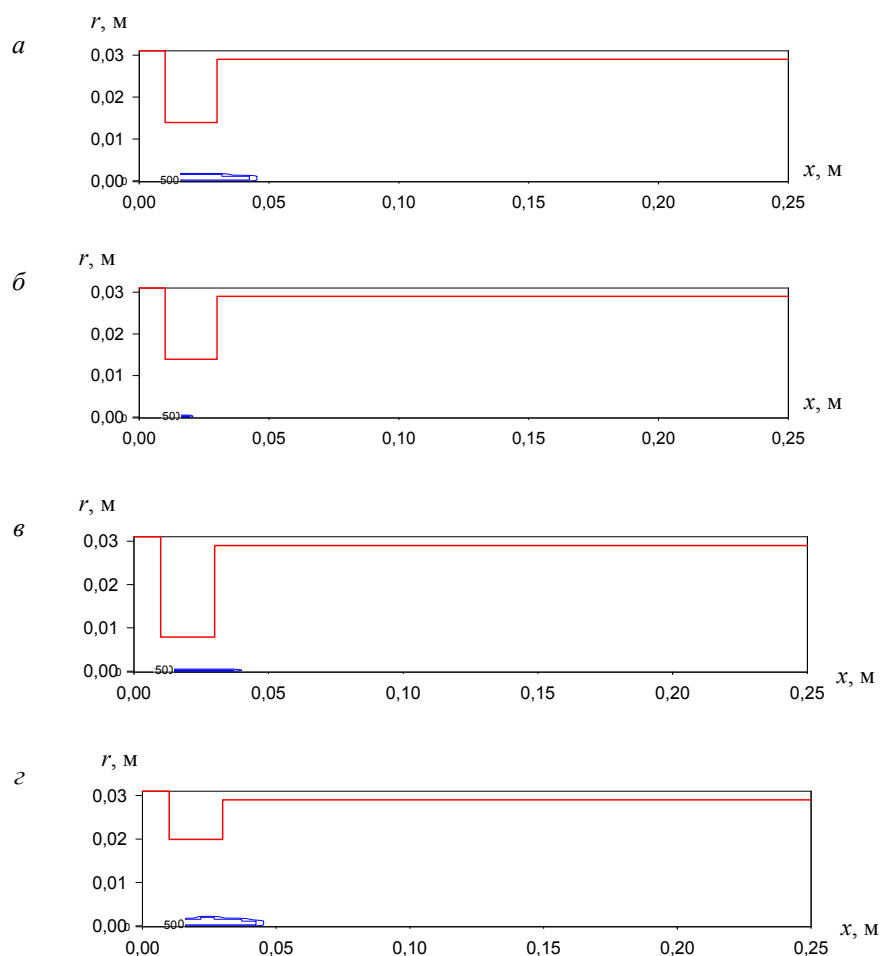


Рис. 11. Кавитация в КСД:

$a - p_d = 3$ атм; $r_{\min}/R = 0,5$; $б - p_d = 2$ атм; $r_{\min}/R = 0,5$; $в - p_d = 2$ атм; $r_{\min}/R = 0,25$;
 $г - p_d = 2$ атм; $r_{\min}/R = 0,65$

Под зоной кавитации понималась область течения, в которой объемная концентрация газовой фазы превышала 40 %. Как видно из рисунка, формирование зоны кавитации осуществляется в области пережима канала, где происходит значительное увеличение скорости потока и, соответственно, уменьшение давления. При этом кавитационные пузырьки достигают размера 1 мм. Увеличение давления в аппарате препятствует развитию кавитации: кавитационная зона, а также размер пузырьков становятся существенно меньше. Пересжатие канала неоднозначным образом влияет на развитие процесса кавитации. С одной стороны, уменьшение площади поперечного сечения приводит

к ускорению потока и, в соответствии с теоремой Бернулли, уменьшению давления. С другой стороны, сужение потока препятствует его расширению в результате действия центробежных сил. Вследствие этого влияние закрутки на уменьшение давления в приосевой области становится существенно меньше, что приводит к ослаблению кавитации. Проведенные расчеты показали, что для рассматриваемых режимных условий оптимальное пересжатие, обеспечивающее устойчивое существование зоны кавитации, лежит в диапазоне $0,5 < r_{\min}/R < 0,65$.

Для верификации используемой выше систематической модели было проведено сопоставление теоретических и экспериментальных данных (рис. 12).

Проведенные расчеты показали, что температура жидкости является одним из основных факторов, влияющих на формирование кавитационной зоны (рис. 12). При этом положение кавитационной зоны в выходном патрубке хорошо коррелируется с лабораторными исследованиями.

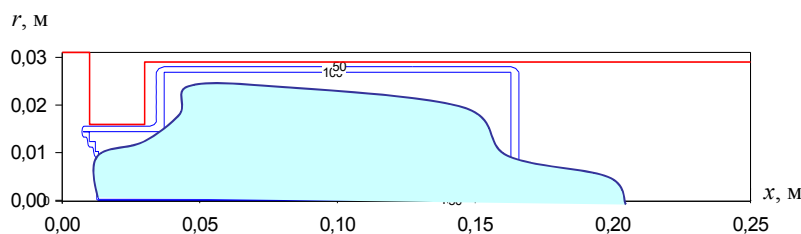


Рис. 12. Кавитация в КСД: $p_d = 2$ атм; $r_{\min}/R = 0,65$

Так, при температуре жидкости, близкой к температуре кипения ($T = 365$ К), кавитационная зона локализуется не только в области пересжатия канала, но и распространяется вниз по потоку, занимая достаточно большую часть КСД. Это способствует формированию битумной эмульсии с улучшенными свойствами.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Исследование* процесса модификации битума в инжекторном смесителе / О.В. Матвиенко, В.П. Базуев, Н.Г. Туркасова, А.И. Байгулова // Вестник Томского государственного архитектурно-строительного университета. – 2013. – № 3. – С. 202–213.
2. *Численное* моделирование распада турбулентной струи в спутном закрученном потоке / О.В. Матвиенко, А.К. Эфа, В.П. Базуев, Е.В. Евтюшкин // Известия вузов. Физика. Т. 49. – 2006. – № 6. – С. 96–107.
3. *Базуев, В.П.* Моделирование процесса модифицирования битума в кавитационно-смесительном диспергаторе / В.П. Базуев, О.В. Матвиенко, В.Л. Вороненко // Вестник Томского государственного архитектурно-строительного университета. – 2010. – № 4. – С. 121–128.
4. *Шлихтинг, Г.* Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1974. – 712 с.
5. *Матвиенко, О.В.* Численное исследование перехода к турбулентному режиму течения внутренних закрученных потоков битумных вязущих / О.В. Матвиенко, В.П. Базуев, Н.К. Южанова // Вестник Томского государственного архитектурно-строительного университета. – 2013. – № 2. – С. 132–143.

6. Jones, W.P. The calculation of low Reynolds number phenomena with a two-equation model of turbulence / W.P. Jones, B.E. Launder // *Int. J. of Heat Mass Transfer*. – 1973. – 16. – P. 1119–1130.
7. Матвиенко, О.В. Анализ моделей турбулентности и исследование структуры течения в гидроциклоне / О.В. Матвиенко // *Инженерно-физический журнал*. – 2004. – Т. 77. – № 2. – С. 58–64.
8. Piquet, J. *Turbulent Flows: Models and Physics* / J. Piquet. – Berlin: Springer, 1999. – 390 p.
9. Гупта, А. Закрученные потоки / А. Гупта, Д. Лилли, Н. Сайред. – М.: Мир, 1987. – 588 с.
10. Халатов, А.А. Теория и практика закрученных потоков / А.А. Халатов. – Киев: Наукова Думка, 1989. – 192 с.
11. Матвиенко, О.В. Исследование динамики пузырька в закрученном потоке нелинейно-вязкой жидкости / О.В. Матвиенко, М.В. Агафонцева, В.П. Базуев // *Вестник Томского государственного архитектурно-строительного университета*. – 2012. – № 4. – С. 144–156.
12. Матвиенко, О.В. Математическое моделирование течения закрученного потока псевдопластической жидкости в цилиндрическом канале / О.В. Матвиенко, В.П. Базуев, Н.К. Южанова // *Инженерно-физический журнал*. – 2011. – Т. 84. – № 3. – С. 544–547.
13. Матвиенко, О.В. Математическое моделирование течения закрученного потока дилатантной жидкости в цилиндрическом канале / О.В. Матвиенко, В.П. Базуев, Н.К. Южанова // *Инженерно-физический журнал*. – 2014. – Т. 87. – № 1. – С. 192–199.
14. Матвиенко, О.В. Численное исследование структуры течения и теплообмена при течении битумно-дисперсных систем в цилиндрических каналах / О.В. Матвиенко, В.П. Базуев, Н.К. Дульзон, Н.Г. Смирнова, М.В. Агафонова // *Вестник Томского государственного архитектурно-строительного университета*. – 2014. – № 2 (43). – С. 80–93.
15. Кнэпп, Р. Кавитация / Р. Кнэпп, Дж. Дейли, Ф. Хэммит. – М.: Мир, 1974. – 678 с.

REFERENCES

1. Matvienko O.V., Bazuyev V.P., Turkasova N.G., Baigulova A.I. Issledovanie protsessa modifikatsii bituma v inzhektornom smesitele [Investigation of bitumen modification in injector mixer]. *Vestnik of Tomsk State University of Architecture and Building*. 2013. No. 3. 202–213. (rus)
2. Matvienko O.V., Efa A.K., Bazuev V.P., Evtyushkin E.V. Chislennoe modelirovanie raspada turbulentnoi strui v sputnom zakruchennom potoke [Numerical simulation of the collapse of a turbulent jet in the wake swirling flow]. *Russian Physics Journal. Special issue 'Applied problems of continuum'*, 2006. 49. No. 6. 96–107. (rus)
3. Bazuev V.P., Matviyenko O.V., Voronenko V.L. Modelirovaniye protsessa modifitsirovaniya bituma v kavitatsionno-smesitelnom dispergatore [Modeling of bitumen modification in a cavitation mixing dispersing agent]. *Vestnik of Tomsk State University of Architecture and Building*. 2010. No. 4. Pp. 121–128. (rus)
4. Schlichting G. *Boundary layer theory*. New York, McGraw Hill Book Company, 1968.
5. Matvienko O.V., Bazuev V.P., Yuzhanova N.K. Chislennoye issledovaniye perekhoda k turbulentnomu rezhimu techeniya vnutrennikh zakruchennykh potokov bitumnykh vyazhushchikh [Computational investigation of internal swirl flows of asphalt binders transitioned to a turbulent flow]. *Vestnik of Tomsk State University of Architecture and Building*. 2013. No. 2. Pp. 132–143. (rus)
6. Jones W.P., Launder B.E. The calculation of low Reynolds number phenomena with a two-equation model of turbulence. *Int. J. of Heat Mass Transfer*, 16, 1973. Pp. 1119–1130.
7. Matvienko O.V. Analiz modelei turbulentnosti i issledovanie struktury techeniya v gidrotsiklone [Analysis of turbulence models and investigation of flow structure in hydrocyclone]. *J. Eng. Phys. and Thermophys.*, 2004. V. 77. No. 2. Pp. 58–64. (rus)
8. Piquet J. *Turbulent Flows: Models and Physics*. Berlin: Springer, 1999.
9. Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N. *Swirl Flows*. Moscow: Mir, 1987. (transl. from Engl.)
10. Khalatov A.A. *Theory and practice of swirling flows*, Kiev, Naukova Dumka, 1989.
11. Matvienko O.V., Agafontseva M.V., Bazuev V.P. Issledovanie dinamiki puzyr'ka v zakruchennom potoke nelineino-viazkoi zhidkosti [Investigations of the dynamics of a bubble in

- a swirling flow of a nonlinear viscous fluid]. *Vestnik of Tomsk State University of Architecture and Building*. 2012. No. 4. Pp. 144–156. (rus).
12. Matvienko O.V., Bazuyev V.P., Yuzhanova N.K. Matematicheskoe modelirovanie techeniya zakruchennogo potoka psevdoplasticheskoj zhidkosti v tsilindricheskom kanale [Mathematical modeling of pseudoplastic swirling fluid in cylindrical channel]. *J. Eng. Phys. and Thermophys.*, 2011. V. 84. No. 3. 544–547. (rus)
 13. Matvienko O.V., Bazuev V.P., Dul'zon N.K. Matematicheskoe modelirovanie techeniya zakruchennogo potoka dilatantnoi zhidkosti v tsilindricheskom kanale [Mathematical modeling of dilatant swirling fluid in cylindrical channel]. *J. Eng. Phys. and Thermophys.*, 2014. V. 87. No. 1. 192–199. (rus)
 14. Matvienko O.V., Bazuev V.P., Dul'zon N.K., Smirnova N.G., Agafonova M.V. Chislennoe issledovanie struktury techeniya i teploobmena pri techenii bitumno-dispersnyh system v kanalah [Numerical investigation of flow structure and heat exchange of swirling flows of disperse bitumen system in cylindrical channels]. *Vestnik of Tomsk State University of Architecture and Building*. 2014. No. 2. Pp. 80–93. (rus).
 15. Knapp R.T., Daily J.W., Hammitt F.G. Cavitation. New York: Mc Graw Hill Book Company, 1970.