

УДК 66.023.2:532.528

*А.И. Нестеренко, Н.Г. Нестеренко***УЧЁТ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕАЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО КАВИТАЦИОННОЙ ИНТЕНСИФИКАЦИИ КРЕКИНГА НЕФТЕПРОДУКТОВ**

ГВУЗ «Украинский государственный химико-технологический университет», г. Днепр

Количественная энергетическая оценка процесса гидродинамической кавитации показала, что схлопывание кавитационных пузырьков сопровождается выделением энергии достаточной для расщепления тяжелых углеводородов. Показана принципиальная возможность интенсификации крекинга нефтепродуктов путем использования гидродинамической кавитации. Проведена количественная оценка оптимальных размеров кавитационных пузырьков и их объемной доли. Предложен физико-химический механизм процессов, протекающих в условиях реального эксперимента по кавитационной интенсификации крекинга нефтепродуктов. Рассмотрено движение нефтепродукта во входном трубопроводе, в центробежной вихревой камере, за соплом центробежной вихревой камеры и в отводном трубопроводе. Для описания этих процессов были взяты входные параметры, которые можно контролировать в условиях реального эксперимента: значения избыточного статического давления на входе и выходе центробежной вихревой камеры; размеры и особенности конструкции центробежной вихревой камеры; температура и объемный расход нефтепродукта. Математическое моделирование этих процессов показало, что за вихревой камерой образуется присоединенная каверна. Получено полное количественное описание геометрии присоединенной каверны, величин осевой, окружной скоростей и статического давления потока нефтепродукта. Показано, что присоединенная каверна играет доминирующую роль в процессе кавитационной интенсификации крекинга нефтепродуктов.

Ключевые слова: кавитация, крекинг, нефтепродукты, глубина переработки, гидродинамические характеристики.

DOI: 10.32434/0321-4095-2019-125-4-109-119

Введение

В работах [1–6] была показана принципиальная возможность интенсификации крекинга нефтепродуктов путем использования гидродинамической кавитации, и проведена количественная оценка оптимальных размеров кавитационных пузырьков и их объемной доли, расчет осевой u , радиальной v , окружной w , общей V скоростей и давления p нефтепродукта при конкретном значении его объемного расхода Q через центробежную вихревую камеру (ЦВК) с учетом особенностей ее конструкции и размеров. Как результат, были рассчитаны геометрические размеры парового вихря, образующегося внутри ЦВК. Именно в тонком слое нефтепродукта, прилегающем к границе этого вихря, и происходит схлопывание кавитационных пу-

зырьков с выделением энергии, достаточной для расщепления тяжелых углеводородов. Проведение непосредственного наблюдения гидродинамической кавитации нефтепродукта в ЦВК и подводных трубопроводах весьма затруднительно по ряду причин: высокая температура нефтепродукта (термический крекинг нефтяных фракций проводится при температуре 500–540°C), большие объемный расход и турбулентность потока, непрозрачность среды, огнеопасность и т.д. Непосредственно контролировать можно только ограниченное число параметров (рис. 1): избыточное статическое давление на входе и выходе ЦВК: p_1 и p_2 , соответственно, размеры и особенности конструкции ЦВК, температура и объемный расход нефтепродукта.

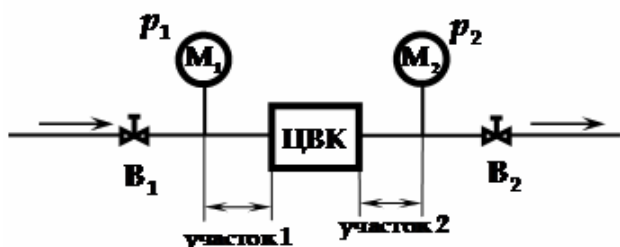


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: В₁, В₂ – вентили; М₁, М₂ – манометры избыточного статического давления p_1 и p_2 , соответственно; ЦВК – центробежная вихревая камера

Поэтому для получения количественного описания всех процессов, протекающих в реальной установке, нужно в качестве входных данных использовать достоверные экспериментальные значения перечисленных параметров, составить математическую модель и провести численное моделирование этих процессов.

Для этого, к уже имеющемуся количественному описанию всех процессов в ЦВК [6], нужно провести численное моделирование двух, примыкающих к ЦВК, участков реальной экспериментальной установки (рис. 1).

Моделирование гидродинамического потока до входа в ЦВК (участок 1)

В количественном описании [6] всех процессов в ЦВК, в качестве основных входных параметров используются:

- 1) полное давление p_k во входном канале ЦВК;
- 2) давление в паровом вихре, образующемся внутри ЦВК, считается равным давлению насыщенного пара p_s при температуре эксперимента;

- 3) объёмный расход Q жидкости.

В реальной же экспериментальной установке (рис. 1) измеряется избыточное статическое давление в трубопроводе перед входом в ЦВК (p_1) и за выходом из ЦВК (p_2). Измерять давление на выходе из тангенциального входного канала вовнутрь ЦВК (p_k) и на срезе сопла ЦВК (p_s) весьма проблематично как в смысле конструктивно-технологических трудностей, так и в смысле неизбежных помех, связанных с организацией пьезометрических отводов в перечисленных местах ЦВК.

Поэтому в область решения задачи необходимо включить участки 1 и 2 (рис. 1) трубопровода: участок 1 (от манометра М₁ до выхода из тангенциального входного канала вовнутрь ЦВК) и участок 2 (от сопла ЦВК до манометра

М₂).

Расчёт статического давления p_k

Для участка 1 можно записать уравнение Бернулли:

$$(p_0 + p_1) + \frac{\rho u_1^2}{2} = p_k + \frac{\rho w_k^2}{2} + \Delta p, \quad (1)$$

где p_0 – давление окружающей среды;

$\Delta p = \frac{Q \cdot 8 \cdot \eta \cdot \Delta l}{\pi \cdot R_1^4}$ – уменьшение давления вызванное вязкостью жидкости (формула Пуазейля); Δl – расстояние от входного манометра М₁ до входа в ЦВК; η – эффективный коэффициент трения жидкости; ρ – плотность жидкости (нефтепродукта) при температуре эксперимента; u_1 – средняя по сечению осевая скорость в трубопроводе вблизи пьезометрического отвода к манометру М₁.

Величина u_1 определяется уравнением:

$$u_1 = \frac{Q}{\pi R_1^2},$$

где R_1 – внутренний радиус трубопровода на участке 1 (вблизи манометра М₁).

Так как ЦВК имеет $m=4$ входных канала, то согласно уравнению непрерывности можно записать:

$$Q = u_1 \pi R_1^2 = w_k m a b, \quad (2)$$

где a и b – ширина и высота входного канала, соответственно.

Используя формулы (1) и (2), получаем недостающие уравнения:

а) связи скорости w_k во входных каналах ЦВК и среднего расхода жидкости:

$$w_k = \frac{u_1 \pi R_1^2}{m a b} = \frac{Q}{m a b}, \quad (3)$$

б) связи давления p_k на входе в ЦВК с показаниями p_1 манометра М₁:

$$p_k = (p_0 + p_1) + \frac{\rho Q^2}{2} \left(\frac{1}{\pi^2 R_1^4} - \frac{1}{16 a^2 b^2} \right) - \frac{Q \cdot 8 \cdot \eta \cdot \Delta l}{\pi \cdot R_1^4}. \quad (4)$$

Уравнение (4) дает связь избыточного ста-

тического давления p_1 , измеряемого манометром M_1 , с полным статическим давлением p_k на выходе из тангенциального входного канала вовнутрь ЦВК, измерять которое весьма проблематично.

Моделирование гидродинамического потока после выхода из ЦВК (участок 2)

Расчёт геометрии присоединённой каверны и определение распределения составляющих скорости жидкости и статического давления

Принципиальная схема для расчета геометрии присоединённой каверны представлена на рис. 2.

Из анализа, проведенного в [6], следует:

1) если гидродинамическая характеристика не меньше единицы: $A_k \geq 1$, то в ЦВК образуется и существует паровой вихрь радиуса $r = r_b$;

$A_k = A \left(\frac{r_k}{R_k} \right)^{2-k}$; где $A = \frac{R_k r_c}{r_k^2}$; здесь A – гидродинамическая характеристика форсунки; r_k – экви-

валентный радиус входного канала $r_k = \sqrt{\frac{ab}{\pi}}$; r_c – радиус сопла; R_k – радиус начальной закрутки; k – коэффициент гидродинамического совершенства.

2) условие $A \geq 1$ практически всегда реализуется;

3) радиус вихря r_b зависит только от геометрии ЦВК и не зависит ни от величины перепада давлений на ЦВК, ни от расхода жидкости через ЦВК. Это утверждение, как впрочем, и все приведенные выше рассуждения, справедливо только при установившемся гидродинамическом режиме.

Следовательно, за ЦВК всегда будет существовать вихрь в виде присоединенной каверны (рис. 2). Поясним это утверждение. Ясно, что общая скорость течения V жидкости за ЦВК (а значит, и её составляющие: осевая u и окружная w) из-за трения будут уменьшаться. Как следствие, статическое давление жидкости будет расти, а радиус вихря $r_b(x)$ по мере удаления от среза сопла ЦВК будет уменьшаться, вплоть до схлопывания вихря и превращения его в присоединенную каверну (рис. 2). Внутри вихря (в присоединенной каверне) давление паров остается постоянным и равным давлению насыщенных паров p_s при температуре эксперимента. Поэтому в тонком слое нефтепродукта, прилегающем к боковой поверхности присоединенной каверны, происходит образование и схлопывание кавитационных пузырьков с выделением энергии достаточной для расщепления тяжелых углеводородов. Найдем площадь S боковой поверхности присоединенной каверны.

Расчёт геометрии присоединённой каверны

Найдём геометрию присоединительной каверны, а, именно, её длину L и профиль её боковой поверхности $r = r_b(x)$ (рис. 2).

Из уравнения неразрывности следует:

$$\bar{u}_c (r_c^2 - r_b^2) = \bar{u}(x) [R_2^2(x) - r_b^2(x)]; \quad (5)$$

$$\bar{u}_c = \frac{Q}{\pi(r_c^2 - r_b^2)} = \frac{Q}{\pi r_c^2 \varepsilon},$$

где \bar{u}_c – средняя осевая скорость жидкости на срезе сопла ЦВК; $r_b(x)$ – радиус присоединённой каверны в точке, находящейся на расстоянии x от среза сопла (рис. 2); $\bar{u}(x)$ – средняя осевая скорость через поперечное сечение, координата которого равна x ; $R_2(x)$ – радиус внеш-

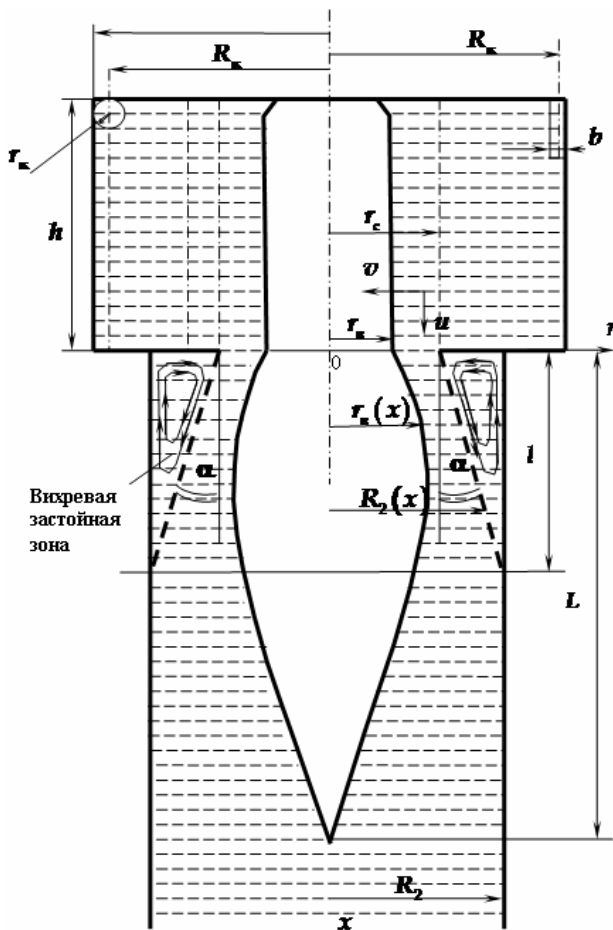


Рис. 2. Принципиальная схема для расчета геометрии присоединённой каверны

ней поверхности струи в поперечном сечении, проведенном через точку, координата которой равна x .

Для определения $r_b(x)$ необходимо найти среднюю скорость $\bar{u}(x)$. Поэтому сначала рассмотрим распределение скоростей в потоке. В общем случае сразу за соплом ЦВК следует резкое расширение поперечного сечения (примыкает отводящая труба радиуса R_2). Это приводит к образованию обратных токов [7] и вихревой застойной зоны (рис. 2).

Таким образом, внешняя поверхность струи представляет собой усеченный конус (пунктирная линия на рис. 2) с радиусами оснований r_c и R_2 , высотой l , переходящий в цилиндр (отводящая труба радиуса R_2).

Высота этого конуса, очевидно, равна:

$$l = \frac{R_2 - r_c}{\operatorname{tg} \alpha}, \quad (6)$$

где α – угол распыла ЦВК.

Согласно [7], тангенс угла распыла ЦВК определяется как:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{w_c}{u_c}.$$

Окружная скорость w_c определена в [6]. Тогда, после подстановки этого в формулу (6), геометрия внешней поверхности струи описывается уравнениями:

$$R_2(x) = \frac{w_c}{u_c} x + r_c, \quad \text{при } 0 \leq x \leq l; \quad (7)$$

$$R_2(x) = R_2, \quad \text{при } x > l;$$

$$l = \frac{(R_2 - r_c) u_c}{w_c}.$$

Определим среднее значение осевой скорости $\bar{u}(x)$ через поперечное сечение, координата которого равна x .

Используем параболический закон распределения скорости по живому сечению. Пусть координата живого сечения равна x . Тогда осевая скорость жидкости на расстоянии $r > r_b(x)$ от оси струи, согласно [7], будет равной:

$$u = \frac{\Delta p}{4l\rho\nu} [R_2^2(x) - r^2], \quad (8)$$

где Δp – перепад давления на участке, длина которого равна l , ν – кинематический коэффициент вязкости.

В результате трения о стенки осевая скорость жидкости уменьшается в направлении от центра струи к её внешней поверхности (с увеличением r). То есть, на поверхности присоединённой каверны $r=r_b(x)$ осевая скорость имеет максимальное значение $u_{\max}(x)$:

$$u_{\max}(x) = u|_{r=r_b(x)} = \frac{\Delta p}{4l\rho\nu} [R_2^2(x) - r_b^2(x)]. \quad (9)$$

Расход жидкости через сечение, координата которого равна x , с учётом формулы (8), можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} Q &= \int_{r_b(x)}^{R_2(x)} 2\pi r u dr = \frac{2\pi\Delta p}{4l\rho\nu} \int_{r_b(x)}^{R_2(x)} [R_2^2(x) - r^2] r dr = \\ &= \frac{\pi\Delta p}{2l\rho\nu} \left[\int_{r_b(x)}^{R_2(x)} R_2^2(x) r dr - \int_{r_b(x)}^{R_2(x)} r^3 dr \right] = \\ &= \frac{\pi\Delta p}{2l\rho\nu} \left\{ \frac{R_2^2(x)}{2} [R_2^2(x) - r_b^2(x)] - \frac{R_2^4(x) - r_b^4(x)}{4} \right\} = \\ &= \frac{\pi\Delta p}{8l\rho\nu} [R_2^2(x) - r_b^2(x)] \{ 2R_2^2(x) - [R_2^2(x) - r_b^2(x)] \} = \\ &= \frac{\pi\Delta p}{8l\rho\nu} [R_2^2(x) - r_b^2(x)]^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Площадь поперечного сечения, координата которого равна x , определится как:

$$S_x = \pi [R_2^2(x) - r_b^2(x)].$$

Тогда средняя осевая скорость через это сечение определится как:

$$\bar{u}(x) = \frac{Q}{S_x} = \frac{Q}{\pi [R_2^2(x) - r_b^2(x)]}. \quad (11)$$

После подстановки (10) в (11) получим:

$$\begin{aligned} \bar{u}(x) &= \frac{\pi\Delta p}{8l\rho\nu} \cdot \frac{[R_2^2(x) - r_b^2(x)]^2}{\pi [R_2^2(x) - r_b^2(x)]} = \\ &= \frac{\Delta p}{8l\rho\nu} [R_2^2(x) - r_b^2(x)]. \end{aligned} \quad (12)$$

Разделим (12) на (9), получим:

$$\frac{\bar{u}(x)}{u_{\max}(x)} = \frac{\Delta p \cdot 4l\rho v \left[R_2^2(x) - r_b^2(x) \right]}{8l\rho v \cdot \Delta p \left[R_2^2(x) - r_b^2(x) \right]} = \frac{1}{2}.$$

Или, что то же:

$$\bar{u}(x) = \frac{u_{\max}(x)}{2}. \quad (13)$$

Отсюда вытекает вывод: средняя осевая скорость в любом сечении (кольцевом, круговом) на любом расстоянии от среза сопла ЦВК, равна половине максимальной скорости в этом же сечении.

Тогда уравнение (5) переписется в виде:

$$u_c \left(r_c^2 - r_b^2 \right) = \frac{u_{\max}(x)}{2} \left[R_2^2(x) - r_b^2(x) \right]. \quad (14)$$

Найдём $u_{\max}(x)$, используя теорию турбулентных закрученных струй [7] при истечении струи в неподвижную среду того же состава.

Закрученное струйное течение обладает большой скоростной неравномерностью в поперечном сечении струй. Как показано в [7], максимальные значения окружной и осевой скоростей затухают по логарифмическому закону (рис. 3).

Чёрные кружки соответствуют более высокой скорости истечения [7]. Здесь

$$u^0 = \frac{u}{u_c}; \quad w^0 = \frac{w}{w_c}; \quad x^0 = \frac{x}{R_2}.$$

По наклонам этих зависимостей (рис. 3) можно получить уравнения для определения максимальных значений скоростей в любом сечении струи:

$$u_{\max}(x) = u_c \left(\frac{2R_2}{x} \right)^{0,78}, \quad (15)$$

$$w_{\max}(x) = w_c \left(\frac{2R_2}{x} \right)^{1,43}. \quad (16)$$

После подстановки (15) в (14) найдем радиус $r_b(x)$ и длину L каверны:

$$r_b(x) = \sqrt{R_2^2(x) - \frac{2Qx^{0,78}}{\pi \bar{u}_c (2R_2)^{0,78}}}. \quad (17)$$

Для нахождения длины каверны воспользуемся условием, что в точке схлопывания каверны $x=L$ ее радиус равен нулю $r_b(x)=0$. При этом учтем, что $R_2(L)=R_2$.

$$R_2^2 - \frac{2Q \cdot L^{0,78}}{\pi \bar{u}_c (2R_2)^{0,78}} = 0.$$

$$L = \sqrt[0,78]{\frac{2^{0,78} \pi \bar{u}_c R_2^{2,78}}{2Q}}. \quad (18)$$

Сечение присоединенной каверны, рассчитанное с использованием (17) и (18), приведено на рис. 4.

Темно-серым цветом обозначена застойная зона за ЦВК, светло-серым изображен поток жидкости, а белым – показана присоединенная каверна. Для расчета были использованы те же входные данные, что и в работе [6], а радиус

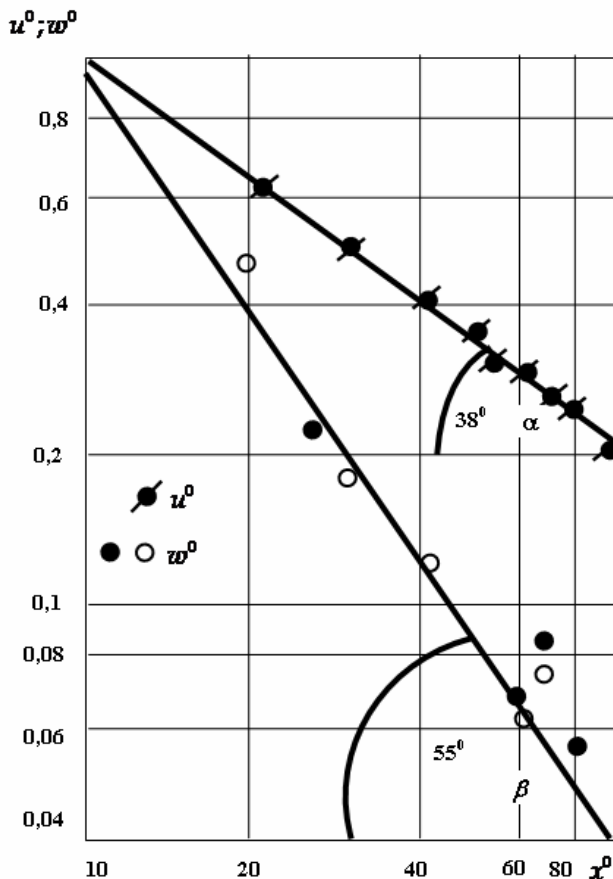


Рис. 3. Затухание максимальных значений окружной w^0 и осевой u^0 составляющих скорости, отнесённых к их значениям при $x^0=10$

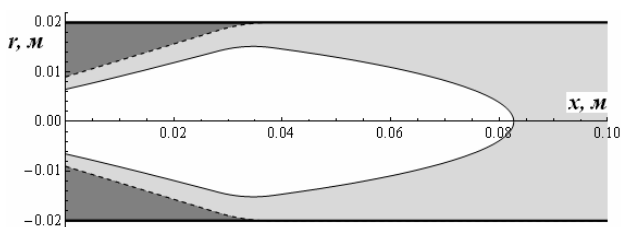


Рис. 4. Сечение присоединенной каверны

отводящей трубы был $R_2=0,02$ м. Форма и размеры присоединенной каверны (рис. 4) хорошо коррелируют с геометрией зоны холодного кипения, полученной на трубке Вентури при эксперименте [8].

Схлопывание кавитационных пузырьков с выделением энергии достаточной для расщепления тяжелых углеводородов, происходит в тонком слое нефтепродукта, прилегающем к поверхности парового вихря [9]. Толщина этого слоя связана со скоростью изменения давления вдоль радиуса закрутки потока и увеличивается с уменьшением этого градиента [10]. Другими словами, толщина кавитационного слоя вокруг присоединенной каверны существенно больше, чем вокруг парового вихря существующего внутри ЦВК. Объем кавитационного слоя пропорционален площади боковой поверхности присоединенной каверны.

Как показал расчет, площадь боковой поверхности присоединенной каверны равнялась $S=47,2$ см², что почти на порядок превышает площадь боковой поверхности парового вихря внутри ЦВК $S_b=6,1$ см².

Все вышесказанное позволяет сделать вывод, что основную роль при кавитационной интенсификации крекинга нефтепродуктов играет присоединенная каверна.

Определение распределения составляющих скорости жидкости в потоке

Распределение осевой скорости по сечению, согласно (8) и (9), имеет вид:

$$u = \frac{u_{\max}(x)}{R_2^2(x) - r_b^2(x)} \cdot [R_2^2(x) - r^2]. \quad (19)$$

Расчетное распределение осевой скорости в потоке жидкости за выходом из ЦВК представлено на рис. 5.

Центробежные силы, возникающие из-за вращения жидкости в потоке, приводят к уменьшению давления на оси потока. При понижении давления до значения давления насыщенного пара образуется осесимметричная присое-

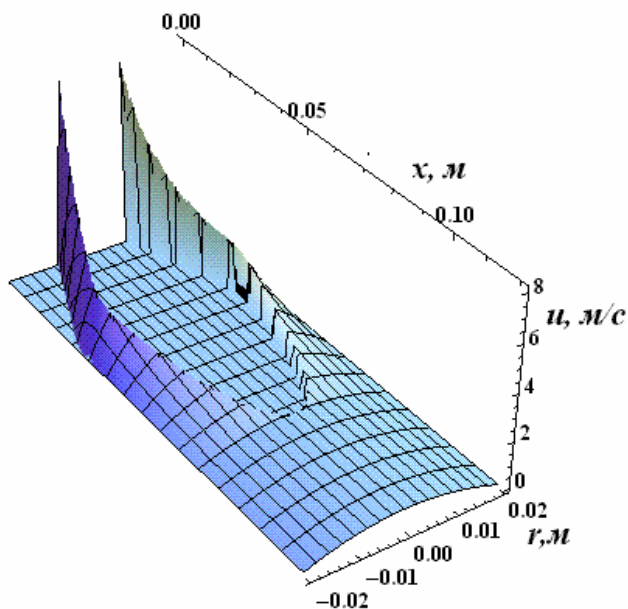


Рис. 5. Расчетное распределение осевой скорости в потоке жидкости за выходом из ЦВК

диненная каверна. Установим распределение окружной скорости по живому сечению потока жидкости в пределах каверны ($0 \leq x < L$). Так как поток является стационарным, то можно воспользоваться приближением [7] ламинарного потока с эффективным коэффициентом вязкости η .

Выделим цилиндрический элемент объема с толщиной dr , находящийся на расстоянии r от оси трубы, и длиной dx . Тогда моменты сил вязкого трения, действующие на внутреннюю M' и внешнюю M'' поверхности выделенного объема должны быть равны по величине. Соответствующие им силы вязкого трения F' и F'' направлены по касательной к выделенному цилиндрическому элементу объема, а значит перпендикулярно r , поэтому моменты сил вязкого трения запишутся $M'=rF'$, $M''=rF''$.

Рассмотрим силы трения. Сила трения, действующая на внутреннюю r поверхность цилиндрического элемента объема:

$$F' = -\eta \frac{\partial w}{\partial r} \cdot dS = -\eta \frac{\partial w}{\partial r} \cdot 2\pi r \cdot dx \quad (20)$$

Для окружной скорости движения справедливо $w = \omega r$ (здесь ω – угловая скорость). Поэтому выражение (20) примет следующий вид:

$$F' = -\eta \cdot 2\pi r \cdot dx \cdot \left(r \frac{\partial w}{\partial r} + \omega \right).$$

Сила трения, действующая на внешнюю $r+dr$ поверхность, равна:

$$F'' = -\eta \cdot 2\pi(r + dr) \cdot dx \times \left[(r + dr) \cdot \frac{\partial \omega}{\partial r} \Big|_{r+dr} + \omega \Big|_{r+dr} \right]. \quad (21)$$

Далее неизвестные функции в (21) разложим в ряд по dr и приравняем моменты сил M' и M'' . После некоторых упрощений приходим к следующему дифференциальному уравнению:

$$r^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + 4r \frac{\partial \omega}{\partial r} + 2\omega = 0.$$

Общее решение этого уравнения имеет вид:

$$\omega(r) = \frac{C_1}{r} + \frac{C_2}{r^2}.$$

Константы интегрирования C_1 и C_2 определяются из граничных условий:

– на оси потока:

$$\omega(r_b(x)) = \frac{w_{\max}(x)}{r_b(x)};$$

– на внутренней поверхности трубы:

$$\omega(R_2) = 0.$$

В результате получим:

$$\omega(r, x) = \frac{w_{\max}(x) r_b(x)}{R_2 - r_b(x)} \left(\frac{R_2}{r^2} - \frac{1}{r} \right).$$

Тогда распределение окружной скорости по расстоянию r от оси трубы для конкретного сечения x примет вид:

$$w(r, x) = \frac{w_{\max}(x) r_b(x)}{R_2 - r_b(x)} \left(\frac{R_2}{r} - 1 \right). \quad (22)$$

Распределение окружной скорости в области каверны показано на рис. 6.

Расчёт статического давления на участке 2

Для определения статического давления жидкости на участке 2 разобьем его на два отрезка: отрезок 2.1 ($0 < x < L$) – имеющий кольце-

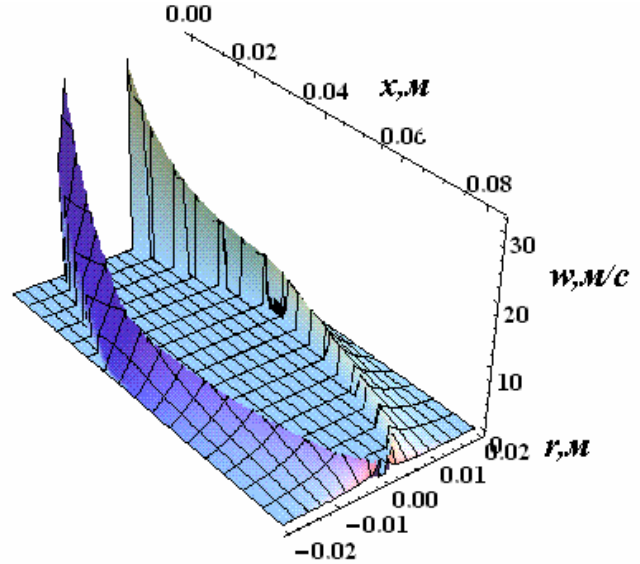


Рис. 6. Распределение окружной скорости в области каверны

вое сечение (область существования каверны); отрезок 2.2 ($x < L$) – имеющий круговое сечение (область за каверной). Тогда для отрезка 2.1 в сечении с координатой x статическое давление должно изменяться от $p(r_b) = p_s$ на поверхности присоединенной каверны до некоторого значения $p[R_2(x)] = p_{\max}(x)$. Это вызвано интенсивным вращением струи за соплом ЦВК. Получим распределение давления в этом сечении. Для некоторого выбранного кольцевого слоя радиуса r толщиной dr и длиной dx можно записать второй закон Ньютона:

$$p(r + dr) \cdot dS - p(r) \cdot dS = \frac{dm \cdot w^2(r, x)}{r} = dS \cdot dp,$$

где $dm = \rho dV = \rho \cdot 2\pi r \cdot dx \cdot dr = \rho \cdot dS \cdot dr$ – масса кольцевого слоя; dS – боковая поверхность кольцевого слоя.

Тогда с учетом (22), приходим к следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\rho \cdot w_{\max}^2(x) \cdot r_b^2}{(R_2 - r_b)^2 \cdot r} \left(\frac{R_2}{r} - 1 \right)^2.$$

После интегрирование получим:

$$p(r) = \frac{\rho \cdot w_{\max}^2(x) \cdot r_b^2}{(R_2 - r_b)^2} \cdot \left[-\frac{R_2^2}{2r^2} + \frac{2R_2}{r} + \ln(r) \right] + \text{const.}$$

Константу интегрирования найдем из граничного условия: $p(r_b)=p_s$. Окончательно имеем распределение статического давления для произвольного сечения x :

$$p(r) = \frac{\rho \cdot w_{\max}^2(x) \cdot r_b^2}{(R_2 - r_b)^2} \cdot \left(\frac{R_2^2}{2r_b^2} - \frac{R_2^2}{2r^2} + \frac{2R_2}{r} - \frac{2R_2}{r_b} + \ln\left(\frac{r}{r_b}\right) \right) + p_s. \quad (23)$$

Изменение давления в сечении с координатой $x=R_2$ в зависимости от расстояния до оси r приведено на рис. 7.

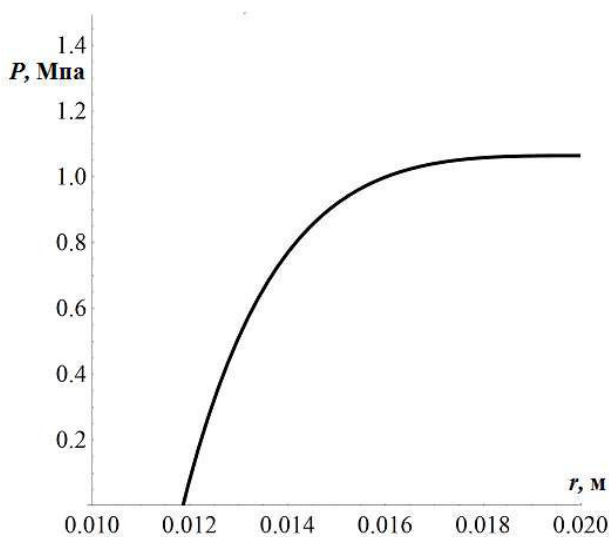


Рис. 7. Изменение давления в сечении с координатой $x=R_2$ в зависимости от расстояния до оси r

Теперь учтем уменьшение статического давления с ростом координаты x . Уравнение (1) для отрезка 2.1 запишется в следующем виде:

$$p(x)\Big|_{x=0} + \frac{\rho \bar{u}^2(x)\Big|_{x=0}}{2} = p(x) + \frac{\rho \bar{u}^2(x)}{2} + \Delta p; \quad 0 < x < L, \quad (24)$$

где $p(x)\Big|_{x=0} = p_c$ — давление на срезе сопла; $\bar{u}(x)\Big|_{x=0} = \bar{u}_c$ — средняя осевая скорость на срезе сопла; $\Delta p = \frac{\bar{u}(x) \cdot 8 \cdot \eta \cdot x}{R_2^2 - r_b^2}$ — уменьшение давления, вызванное вязкостью жидкости.

Подставим в (24) выражение (15) и с учетом (13) получим:

$$p(x) = p_c + \frac{\rho \bar{u}_c^2}{2} - \frac{\rho \left[\frac{u_c}{2} \left(\frac{2R_2}{x} \right)^{0,78} \right]^2}{2} - \frac{\frac{u_c}{2} \left(\frac{2R_2}{x} \right)^{0,78} \cdot 8 \cdot \eta \cdot x}{R_2^2 - r_b^2}. \quad (25)$$

Уравнение (25) описывает изменение усредненного по поперечному сечению статического давления вдоль оси x на отрезке 2.1 ($0 < x < L$), что представлено на рис. 8.

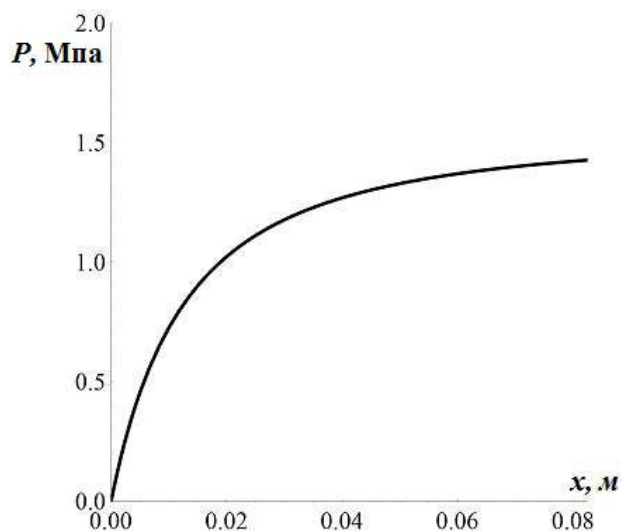


Рис. 8. Изменение усредненного по поперечному сечению статического давления вдоль оси x на отрезке 2.1

Рассмотрим изменение статического давления на отрезке 2.2 ($x > L$). Как следует из условия неразрывности струи, за точкой схлопывания каверны ($x=L$) средняя осевая скорость должна оставаться постоянной в любом сечении трубы радиуса R_2 . Вблизи точки схлопывания каверны окружная скорость будет формировать распределение давления в сечении согласно (23). С учетом (16) окружная скорость будет быстро уменьшаться по оси трубы, и поэтому при значениях $x \approx 3L$ распределением давления (23) можно пренебречь и считать статическое давление одинаковым в любой точке сечения (как для

установившегося турбулентного потока [7]).

Тогда уравнение (1) для отрезка 2.2 запишется:

$$p(x)\Big|_{x=L+0} + \frac{\rho \bar{u}^2(x)\Big|_{x=L+0}}{2} = p(x) + \frac{\rho \bar{u}^2(x)}{2} + \Delta p; \quad x > L.$$

С учетом постоянства средней осевой скорости $\bar{u}(x)$ в трубе неизменного радиуса R_2 это уравнение переписывается в виде:

$$p(x) = p(x)\Big|_{x=L+0} - \Delta p; \quad x > L,$$

где $p(x) = p_0 + p_2$ – полное статическое давление в точке отвода к манометру M_2 ; $p(x)\Big|_{x=L+0}$ – определяется из уравнения (25); $\Delta p = \frac{Q \cdot 8 \cdot \eta \cdot x}{\pi \cdot R_2^4}$ – уменьшение давления, вызванное вязкостью жидкости.

Отсюда избыточное статическое давление на манометре M_2 будет равно:

$$p_2 = p(x)\Big|_{x=L+0} - p_0 - \frac{Q \cdot 8 \cdot \eta \cdot x}{\pi \cdot R_2^4}. \quad (26)$$

Уравнение (26) описывает распределение давления (рис. 9) в потоке за присоединенной каверной вплоть до точки отвода для измерения избыточного статического давления p_2 .

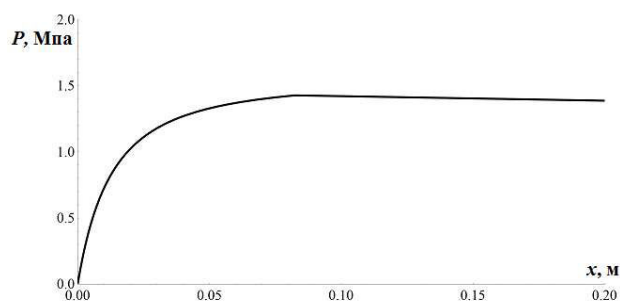


Рис. 9. Зависимость давления от координаты x на участке 2

Выводы

Разработанная математическая модель позволила на основе легко контролируемых входных данных (избыточное статическое давление на входе и выходе ЦВК p_1 и p_2 , соответственно, размеры и особенности конструкции ЦВК, объемный расход и температура нефтепродукта) получить полное количественное описание всех процессов, протекающих в реальном эксперименте по кавитационной интенсификации крекинга нефтепродуктов.

Получена связь избыточного статического давления p_1 с полным статическим давлением p_k на выходе из тангенциального входного канала вовнутрь ЦВК, измерить которое весьма проблематично.

Доказано, что всегда за ЦВК будет существовать паровой вихрь в виде присоединенной каверны.

Рассчитаны распределения осевой и окружной скоростей в потоке жидкости за ЦВК до точки отвода для измерения избыточного статического давления p_2 .

Рассчитана геометрия присоединенной каверны: ее форма, размеры, длина, профиль и площадь боковой поверхности.

Площадь боковой поверхности парового вихря в присоединенной каверне составила 47,2 см², что почти на порядок превышает площадь боковой поверхности парового вихря в ЦВК. А так как в тонком слое нефтепродукта, прилегающем к границе этого вихря, и происходит схлопывание кавитационных пузырьков с выделением энергии, достаточной для расщепления тяжелых углеводородов, то присоединенная каверна играет доминирующую роль в этом процессе.

Получено распределение давления в поперечном кольцевом сечении потока, вызванное вращением жидкости.

Получено распределение давления в потоке за присоединенной каверной вплоть до точки отвода жидкости для измерения избыточного статического давления p_2 . Проанализировано минимальное расстояние точки отвода от сопла ЦВК.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Нестеренко А.И., Берлизов Ю.С.* Возможность крекинга углеводородов под действием кавитации. Количественная энергетическая оценка // *Химия и технология топлив и масел.* – 2007. – № 6. – С.43-45.
2. *Нестеренко А.И., Берлизов Ю.С.* Об использовании явления кавитации для крекинга углеводородов // *Химия и технология топлив и масел.* – 2008. – № 4. – С.41-43.
3. *Mohapatra D.P., Kirpalani D.M.* Bitumen heavy oil upgrading by cavitation processing: effect on asphaltene separation, rheology, and metal content // *Appl. Petrochem. Res.* – 2016. – Vol.6. – No. 2. – P.107-115.
4. *Нестеренко А.И., Берлизов Ю.С., Берлизова Ю.Ю.* Расчет средневзвешенного числа циклов кавитационной интенсификации крекинга нефтяного сырья // *Химия и технология топлив и масел.* – 2009. – № 2. – С.47-50.
5. *Нестеренко А.И., Берлизов Ю.С.* Моделирование влияния кавитации на крекинг углеводородов нефти. // *Химия и технология топлив и масел.* – 2012. – № 1. – С.35-40.
6. *Нестеренко А.И., Берлизов Ю.С.* Увеличение глубины переработки нефти путем кавитационной интенсификации крекинга нефтепродуктов // *Вопр. химии и хим. технологии.* – 2015. – № 2. – С.92-103.
7. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. – М.: Наука, 1984. – 756 с.
8. *Zemenkov Yu.D., Shalay V.V., Zemenkova M.Yu.* Expert systems of multivariable predictive control of oil and gas facilities reliability // *Proced. Eng.* – 2015. – Vol.113. – P.312-315.
9. *Askarian M., Vatani A., Edalat M.* Heavy oil upgrading in a hydrodynamic cavitation system: CFD modelling, effect of the presence of hydrogen donor and metal nanoparticles // *Can. J. Chem. Eng.* – 2017. – Vol.95. – P.670-679.
10. *Brennen C.E.* Cavitation and bubble dynamics. – Oxford: Oxford University Press, 1995. – 294 p.

Поступила в редакцию 5.02.2019

ВРАХУВАННЯ ОСОБЛИВОСТЕЙ РЕАЛЬНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ З КАВІТАЦІЙНОЇ ІНТЕНСИФІКАЦІЇ КРЕКІНГУ НАФТОПРОДУКТІВ

О.І. Нестеренко, М.Г. Нестеренко

Кількісне енергетичне оцінювання процесу гідродинамічної кавітації показало, що схлопування кавітаційних бульбашок супроводжується виділенням енергії, достатньої для розщеплення важких вуглеводнів. Показана принципова можливість інтенсифікації крекінгу нафтопродуктів шляхом використання гідродинамічної кавітації. Виконане кількісне оцінювання оптимальних розмірів кавітаційних бульбашок і їх об'ємної частки. Запропоновано фізико-хімічний механізм процесів, що протікають в умовах реального експерименту з кавітаційної інтенсифікації крекінгу нафтопродуктів. Розглянуто рух нафтопродукту у вхідному трубопроводі, у відцентровій вихровій камері, за соплом відцентрової вихрової камери і в відвідному трубопроводі. Для опису цих процесів були взяті вхідні параметри, які можна контролювати в умовах реального експерименту: значення надлишкового статичного тиску на вході і виході відцентрової вихрової камери; розміри і особливості конструкції відцентрової вихрової камери; температура і об'ємна витрата нафтопродукту. Математичне моделювання цих процесів показало, що за вихровою камерою утворюється приєднана каверна. Отримано повний кількісний опис геометрії приєднаної каверни, величин осевої, окружної швидкостей і статичного тиску потоку нафтопродукту. Показано, що приєднана каверна грає домінуючу роль в процесі кавітації інтенсифікації крекінгу нафтопродуктів.

Ключові слова: кавітація, крекинг, нафтопродукти, глибина перероблення, гідродинамічні характеристики.

CONSIDERATION OF THE FEATURES OF A REAL EXPERIMENT ON THE CAVITATION INTENSIFICATION OF CRACKING OF PETROLEUM PRODUCTS

A.I. Nesterenko, N.G. Nesterenko*

Ukrainian State University of Chemical Technology, Dnipro, Ukraine

* e-mail: nesko@ukr.net

Quantitative analysis of the energy of the process of hydrodynamic cavitation showed that the collapse of cavitation bubbles is accompanied by the release of energy which is sufficient for the cracking of heavy hydrocarbons. A possibility in principle of intensifying the cracking of petroleum products through the use of hydrodynamic cavitation is shown. A quantitative analysis of the optimal sizes of cavitation bubbles and their volume fraction was carried out. The physicochemical mechanism of the processes occurring in the real experiment on the intensification of cavitation cracking of petroleum products was proposed. The movement of oil in the inlet pipe, in the centrifugal vortex chamber, behind the nozzle of the centrifugal vortex chamber and in the outlet pipe is considered. To describe these processes, the input parameters were taken that can be controlled in a real experiment: the values of excess static pressure at the inlet and outlet of the centrifugal vortex chamber, dimensions and design features of the centrifugal vortex chamber, oil temperature and volume flow rate of a petroleum product. Mathematical simulation of these processes showed that an attached cavity is formed behind the vortex chamber. A complete quantitative description of the attached cavity geometry, axial, peripheral velocity, and static pressure of the oil product flow was obtained. It is shown that the attached cavity plays a dominant role in the process of intensification of cavitation cracking of petroleum products.

Keywords: cavitation; cracking; oil product; depth of processing; hydrodynamic characteristics.

REFERENCES

1. Nesterenko A.I., Berlizov Yu.S. Vozmozhnost' krekinga uglevodorodov pod deistviem kavitatsii. Kolichestvennaya energeticheskaya otsenka [The capability of hydrocarbons cracking under the action of cavitation: quantitative energetic estimation]. *Khimiya i Tekhnologiya Topliv i Masel*, 2007, no. 6, pp. 43-45. (in Russian).

2. Nesterenko A.I., Berlizov Yu.S. Ob ispol'zovanii yavleniya kavitatsii dl'ya krekinga uglevodorodov [About the use of cavitation for the cracking of hydrocarbons]. *Khimiya i Tekhnologiya Topliv i Masel*, 2008, no. 4, pp. 41-43. (in Russian).

3. Mohapatra D.P., Kirpalani D.M. Bitumen heavy oil upgrading by cavitation processing: effect on asphaltene separation, rheology, and metal content. *Applied Petrochemical Research*, 2016, vol. 6, pp. 107-115.

4. Nesterenko A.I., Berlizov Yu.S., Berlizova Yu.Yu. Raschet srednevzveshennogo chisla tsiklov kavitatsionnoi intensifikatsii krekinga nefnianogo syr'ya [The calculation of weight-average number of cycles in the cavitation intensification of the cracking of oil stock]. *Khimiya i Tekhnologiya Topliv i Masel*, 2009, no. 2, pp. 47-50. (in Russian).

5. Nesterenko A.I., Berlizov Yu.S. Modelirovanie vliyaniya kavitatsii na kreking uglevodorodov nefiti [Simulation of the effect of cavitation on the cracking of oil hydrocarbons]. *Khimiya i Tekhnologiya Topliv i Masel*, 2012, no. 1, pp. 35-40. (in Russian).

6. Nesterenko A.I., Berlizov Y.S. Uvelichenie glubiny pererabotki nefiti putem kavitatsionnoi intensifikatsii krekinga nefteproduktov [Increasing the depth of oil refining by the cavitation intensification of the cracking of petroleum products]. *Voprosy Khimii i Khimicheskoi Tekhnologii*, 2015, no. 2, pp. 92-103. (in Russian).

7. Abramovich G.N., *Teoriya turbulentnykh strui* [The theory of turbulent jets]. Nauka, Moscow, 1984. 756 p. (in Russian).

8. Zemenkov Yu.D., Shalay V.V., Zemenkova M.Yu. Expert systems of multivariable predictive control of oil and gas facilities reliability. *Procedia Engineering*, 2015, vol. 113, pp. 312-315.

9. Askarian M., Vatani A., Edalat M. Heavy oil upgrading in a hydrodynamic cavitation system: CFD modelling, effect of the presence of hydrogen donor and metal nanoparticles. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 2017, vol. 95, pp. 670-679.

10. Brennen C.E., *Cavitation and bubble dynamics*. Oxford University Press, Oxford, UK, 1995. 294 p.