АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
Отделение математики, механики и кибернетики
Научный совет по проблеме «Общая механика»

ДИНАМИКА НАСОСНЫХ СИСТЕМ

Сборник научных трудов

Киев «Наукова думка» 1980

Scanned by Me
forFree

УДК 621.671+621.643:532.528+534-14

Сборник содержит материалы теоретических и экспериментальных исследований вопросов динамики и статики насосных систем, включающих высокооборотные шнеко-центробежные насосы, с учетом особенностей их работы в кавитационных условиях, а также на режимах с обратными токами и др.

Для научных работников и инженеров.

Редакционная коллегия
В.В.Пилипенко (ответственный редактор), Б.И.Боровский,
В.А.Задонцев (ответственный секретарь), К.С.Колесников,
М.С.Натанзон (зам.ответственного редактора), Б.В.Овсянников,
В.И.Петров, В.П.Шмаков

Редакция информационной литературы

Д 20305-448
К221(04)-80 172-80 1703040000 © Издательство "Наукова думка", 19

УДК 532.528:621.671

Н.С.Ершов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАВИТАЦИОННЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ НАСОСНОЙ СИСТЕМЫ

В настоящее время известно сравнительно небольшое количество работ [1-6], в которых приведены результаты экспериментальных исследований кавитационных автоколебаний, причем только в работах [3,5,6] приведены границы областей устойчивой работы насосной системы, а указания относительно конструктивных параметров насоса и условий, в которых получены границы, даны только в работах [3,5]. Между тем экспериментальные границы устойчивости служат для проверки достоверности той или иной модели кавитационных автоколебаний (см. [5,7]), а также для внесения поправок в них и разработки новых моделей.

Известны указания, в частности в работах [1,4,6], на то, что в случаях возникновения автоколебаний перед колесом насоса имеются обратные токи. Поэтому, кроме определения границ устойчивости шнеко-центробежного насоса, имеющего шнек переменного шага с шагом входного участка $s = 32$ мм, $D = 47$ мм и $d_{вт} = 13$ мм, проводились исследования на модельном шнеко-центробежном насосе, у которого входной патрубок был сделан прозрачным. Это позволило с помощью нитей, наклеенных на внутренней поверхности прозрачного корпуса, определять наличие обратных токов и размеры зоны их распространения, а также производить скоростную киносъемку процесса кавитационных автоколебаний.

Визуальные наблюдения показали, что в наших экспериментах автоколебания возникают только на режимах, для которых характерно наличие обратных токов. Когда обратные токи отсутствуют, насос работает устойчиво вплоть до кавитационного срыва.

По отклонению нитей было замечено, что автоколебания возникают при такой степени развития автоколебаний, которая вызывает из-

менение размеров зоны обратных токов, и прекращаются, когда обратные токи полностью исчезают перед наступлением режима полного кавитационного запирания (см. [87]).

Опыты по определению характера колебаний и влияния на границу устойчивости режимных параметров проводились на основном шнекоцентробежном насосе на разных расходах и числах оборотов для случаев длинного $l = 8{,}55$ м и короткого $l = 0{,}91$ м входного трубопровода диаметром 55 мм. Акустическая длина входного трубопровода менялась за счет установки дополнительной емкости на входе в ресивер, так как специальные эксперименты показали, что ресивер для магистрали является акустическим открытым концом. Непосредственно за ресивером устанавливался дроссель, с помощью которого при уменьшении длины входного трубопровода устанавливалось такое же гидравлическое сопротивление, как и при длинной магистрали.

Выходная магистраль представляла собой трубопровод диаметром 51 мм, длиной 10,85 м от бака до дросселя. Дроссель устанавливался на расстоянии 0,4 м от насоса. При экспериментальном определении границ устойчивости были проведены опыты, когда дроссель был перенесен от насоса к баку, в результате чего акустическая длина напорной магистрали увеличилась более чем в 10 раз. Такое изменение параметров насосной системы (опыт производился при коротком входном трубопроводе) не повлияло на границу устойчивости и частоту автоколебаний.

Это свидетельствует о том, что инерционность жидкости в напорной магистрали не оказывает влияния на процесс автоколебаний.

На рис.1 представлены экспериментальные границы устойчивости работы шнеко-центробежного насоса, построенные в координатах $m_{\delta x}$, $\bar{p}_{\delta x.n}$, где $m_{\delta x} = \frac{Q}{f_{ш} u_{пер} tg\beta_{x пер}}$; $\bar{p}_{\delta x.n} = \frac{2(p_{\delta x} - p_n)}{\rho u^2_{пер} tg\beta_{x пер}(1-\bar{d}^2)^2}$ для случаев длинного ($l_{\delta x} = 8{,}55$ м) и короткого ($l_{\delta x} = 0{,}91$ м) входного трубопровода; шнек $s = var$ ($s_{\delta x} = 32$ мм); при $l_{\delta x} = 0{,}91$ м, $o - \omega = 2617$ рад/с, $\delta - \omega = 2094$ рад/с, $o - \omega = 1570$ рад/с, $\varphi - \omega = 1046$ рад/с; при $l_{\delta x} = 8{,}55$ м $\square - \omega = 2094$ рад/с; Δ – кавитационный срыв. Увеличение длины входной магистрали ведет к стабилизации системы. Поэтому в случае длинного входного трубопровода верхняя граница устойчивости смещается в сторону более низких значений входного давления. Нижняя граница для обоих случаев практически одна и та же. Это объясняется тем, что автоколебания прекращаются непосредственно перед кавитационным срывом, который не зависит от

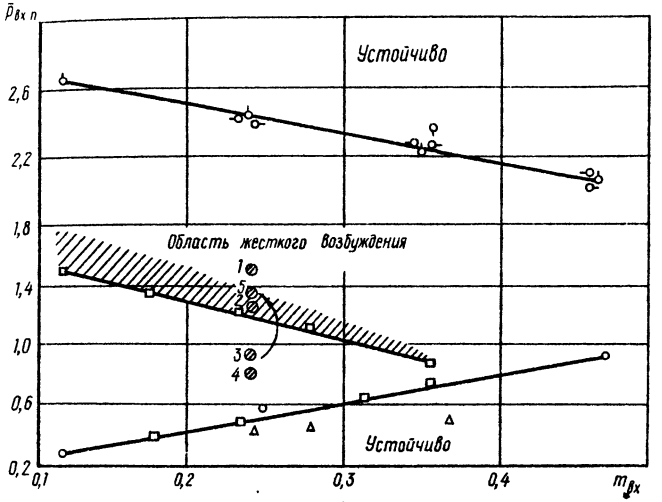


Рис.1.

длины входного трубопровода. Кроме того, на режимах, близких к режимам запирания, полностью исчезают обратные токи. У исследуемого насоса срывные режимы запирания на расходах $m_{вх} = 0{,}24 \div 0{,}36$ очень близки. На рис.1 треугольниками обозначены точки, соответствующие режимам запирания. Обнаружена область, где автоколебания возникают после внесения единичного возмущения во входном трубопроводе. Единичное возмущение на входе во время динамических испытаний создавалось с помощью резкого движения поршня, устанавливаемого в отростке, прикрепленном к входной магистрали.

Область, в которой колебания возникают после внесения в систему возмущения, в случае длинного входного трубопровода расположена вдоль верхней границы области устойчивости в узком диапазоне изменения величины входного давления (см. рис.1). Область жесткого возбуждения настолько узкая, что в пределах точности эксперимента совпадает с верхней границей области устойчивости. На рис.2,а представлена осциллограмма процесса, полученная в области жесткого возбуждения. Хорошо видно, как после единичного импульса в системе возникают автоколебания (в ходе исследований был зарегистрирован случай, когда на режиме жесткого возбуждения единичным возмущением удалось стабилизировать насосную систему).

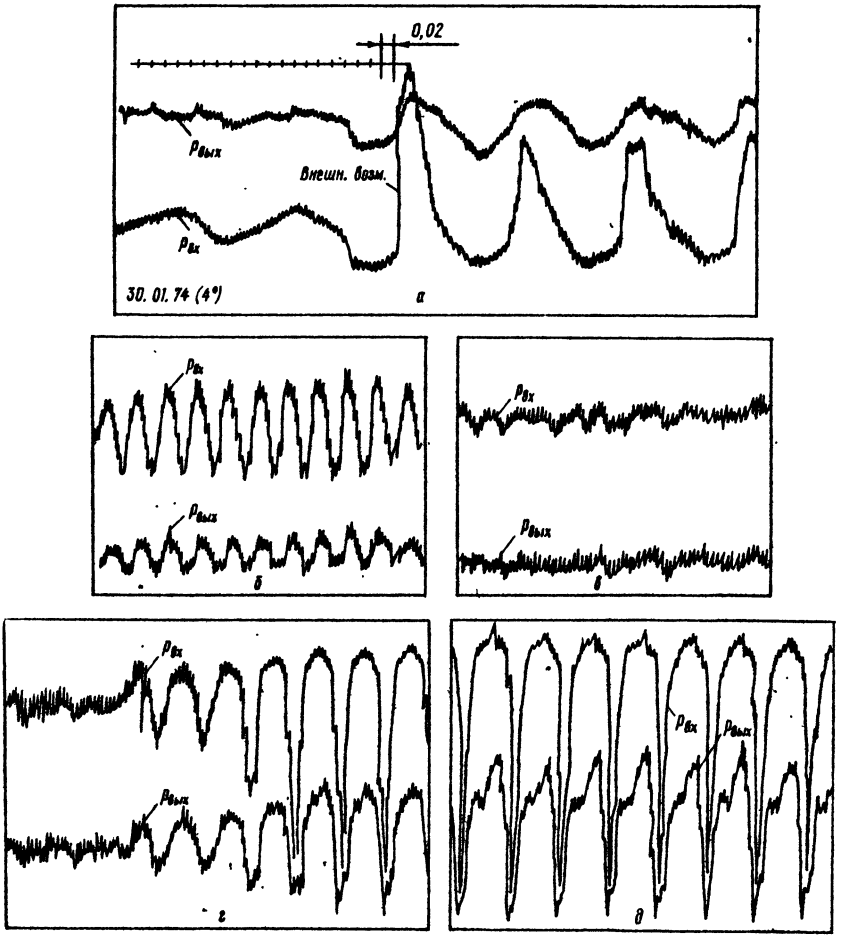


Рис.2.

При испытании насосной системы с коротким входным трубопроводом на расходе $m_{вх} = 0{,}24$ в зоне неустойчивой работы обнаружена область, где автоколебания сначала прекращаются, а затем при снижении давления вновь появляются. Так, при коэффициенте давления $\bar{p}_{вх.п.} = 1{,}77$ в системе существуют развитые автоколебания (см.

рис.1, точка 1), которые исчезают при небольшом снижении давления на входе и отсутствуют вплоть до $\bar{p}_{вх.п} = 0{,}845$ (см. осциллограмму процесса при $\bar{p}_{вх.п} = 1{,}23$; (см.рис.1, точка 2 и рис.2). При давлении на входе $\bar{p}_{вх.п} = 0{,}845$ в системе вновь возникают самопроизвольные автоколебания (см.рис.1, точка 4 и рис.2), которые не прекращаются вплоть до нижней границы области устойчивости (см. рис.2,б-д), движение шлейфа вниз соответствует повышению давления: рис.2,б - точке 1; 2,в - точке 2; 2,г - точке 3 и 2,д - точке 4.

Это говорит о том, что зона неустойчивой работы может быть не сплошной, т.е. внутри области неустойчивости располагается область устойчивой работы. На расходах более $m_{вх} = 0{,}24$ таких областей не обнаружено. Существование подобных областей отмечено в работе /6/.

В точке 3 (см. рис.1), соответствующей $\bar{p}_{вх.п} = 0{,}93$, могут возникнуть автоколебания после жесткого возбуждения (см. рис.2). Автоколебания, вызванные единичным импульсом при этом значении $\bar{p}_{вх.п}$, исчезают с повышением давления только при значении $\bar{p}_{вх.п} = 1{,}32$ (см. рис.1, точка 5), следовательно, в области жесткого возбуждения имеется гистерезис.

Характерной особенностью области жесткого возбуждения является то, что она совпадает у насосных систем с длинным и коротким входными трубопроводами. Это свидетельствует о том, что момент возникновения автоколебаний после жесткого возбуждения определяется свойствами самого насоса, а не насосной системы в целом.

В области неустойчивости, существующей у насосной системы с коротким входным трубопроводом и расположенной выше зоны жесткого возбуждения по входному давлению, кавитационные автоколебания имеют синусоидальную форму (см. рис.2). Ниже зоны жесткого возбуждения колебания входного давления по форме приближаются к разрывным с ярко выраженным пиком давления вблизи максимума и пологим изменением давления вблизи минимума (см.рис.2,г,д). Минимальное значение входного давления достигает величины давления, при котором происходит срыв режима работы насоса.

Как отмечалось в /3/, по мере снижения входного давления амплитуда и частота колебаний уменьшаются. Амплитуда снижается вследствие уменьшения максимальной величины входного давления, минимум при этом остается равным давлению срыва. В результате снижения частоты "площадка" с постоянным значением $p_{вх}$ между двумя пиками давления увеличивается. Характерная черта разрывных колебаний состоит в том, что минимум входного давления ограничен величиной, при

которой происходит кавитационный срыв режима работы насоса при установившемся расходе через насос, поэтому колебания входного давления несимметричны относительно средней величины.

Непосредственно перед возникновением разрывных колебаний на всех режимах по $m_{бх}$ в насосе самопроизвольно возникают высокочастотные с небольшой амплитудой колебания входного и выходного давления, которые хорошо видны на рис.2,а. Частота этих колебаний изменяется от 110 до 250 Гц в зависимости от числа оборотов и величины входного давления и удовлетворительно обобщается в координатах $\frac{f}{\omega} - \bar{p}_{бх.л}$. Она не зависит от режимного параметра и длины входного трубопровода.

Влияние частоты вращения вала насоса на устойчивость насосной системы к кавитационным автоколебаниям определялось при испытании насоса с коротким входным трубопроводом ($l_{бх.тр} = 0{,}91$ м). Эксперименты проводились на частотах вращения n, равных $25 \cdot 10^3$; $20 \cdot 10^3$; $15 \cdot 10^3$ и $10 \cdot 10^3$ об/мин при сохранении постоянным расходного параметра $m_{бх}$ ($\frac{q}{\omega} = const$). Опыты показали, что границы устойчивости, построенные в координатах $m_{бх} - \bar{p}_{бх.л}$, не изменяются при изменении частоты вращения, т.е. соблюдается подобие автоколебательных режимов по частоте вращения, что совпадает с выводами работы [5].

Следовательно, параметры $\bar{p}_{бх.л}$ и $m_{бх}$, примененные ранее для описания обратных токов (см. [8]), позволяют также обобщать и границы устойчивости.

Таким образом, в настоящей работе кроме экспериментальных границ областей устойчивости насосной системы выявлены некоторые особенности, касающиеся связи автоколебаний с обратными токами, влияние в чистом виде длин входной и напорной магистралей на характер автоколебаний и границы устойчивости, обнаружены режимы жесткого возбуждения.

1. Брамблетт, Ноулс, Сак. Исследование динамики кавитационных и напорных характеристик системы подачи двигателя $J = 2$. – Вопр. ракетной техники, 1967, № 5, с.29–45.

2. Натанзон М.С., Бальцев Н.И., Баханов В.В. и др. Экспериментальные исследования кавитационных колебаний шнеко-центробежного насоса. – Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1973, № 2, с.151–157.

3. Лилипенко В.В., Иванов Я.Н., Задонцев В.А. Экспериментальное исследование влияния конструктивных параметров высокооборотного шнеко-центробежного насоса на кавитационные автоколебания. – Косм.исследования на Украине, 1975, № 7, с.13–17.

4. Пальченко А.В., Рынковенко Н.Л. Влияние предвключенного колеса на пульсационные характеристики насоса. В кн.: Лопастные насосы. Л.: Машиностроение, 1975, с.174-181.
5. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон М.С. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. - М.: Машиностроение, 1977.- 352 с.
6. Козелков В.П., Ефимочкин А.Ф. Экспериментальное исследование кавитационных автоколебаний в гидравлической системе. - В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Ч.I. Киев: Наук. думка, 1976, с.71-80.
7. Ершов Н.С. Модель кавитационных автоколебаний в насосах, работающих на режимах с обратными токами. - В кн.: Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. Киев: Наук.думка, 1977, с.16-25.
8. Высокооборотные лопаточные насосы / Под ред. Б.В.Овсянникова, В.Ф.Чебаевского. - М.: Машиностроение, 1975. - 335 с.

УДК 532.5:621.22

Н.И.Довготько

ОБ ОДНОМ СЛУЧАЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ ШНЕКО-ЦЕНТРОБЕЖНЫЙ НАСОС - ТРУБОПРОВОДЫ ПО ОТНОШЕНИЮ К КАВИТАЦИОННЫМ АВТОКОЛЕБАНИЯМ

В работе [1] представлены результаты экспериментального исследования кавитационных автоколебаний в системе шнеко-центробежный насос - трубопроводы, в частности приведены границы областей устойчивости системы для шнека с переменным шагом и уменьшающимся по длине шнека наружным диаметром (при постоянном диаметре втулки шнека). При исследовании кавитационных колебаний в указанной системе для шнеков с постоянными по длине значениями шага, наружного диаметра и диаметра втулки в работах [2-4] было получено удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных частот колебаний и границ областей устойчивости системы. В связи с этим представляет интерес провести в рамках предложенной в [2] нестационарной модели кавитационных колебаний теоретическое исследование устойчивости системы шнеко-центробежный насос - трубопроводы по отношению к кавитационным колебаниям применительно к шнеку с переменным шагом и уменьшающимся по длине шнека наружным диаметром (при постоянном диаметре втулки шнека) с последующим сравнением расчетных и приведенных в [1] экспериментальных границ областей устойчивости.

Напомним, что, согласно [2], уравнение границы области устойчивости системы в плоскости параметров кавитационного сопротивления при входе жидкости в межлопастные каналы шнека B_2 - упругость

кавитационных каверн в межлопастных каналах шнека β_1 имеет следующий вид (при числе оборотов насоса $n = const$):

$$\beta_2 = -R_1 + \beta_1 \left[T_{к.ср} \left(1 + \frac{R_1}{R_2 - s}\right) + \frac{J_1}{R_2 - s} \right],$$

где $\beta_2 = -\frac{\partial \bar{V}_к / \partial \bar{Q}}{\partial \bar{V}_к / \partial \bar{p}_1}$; $\beta_1 = \frac{1}{\partial \bar{V}_к / \partial \bar{p}_1}$; $\bar{V}_к$ – объем кавитационных каверн в межлопастных каналах шнека; $\bar{Q}$ – расход через насос; $\bar{p}_1$ – давление на входе в насос; R_1, R_2 – коэффициенты линеаризованного гидравлического сопротивления питающего и напорного трубопроводов; s – тангенс угла наклона касательной к зависимости напора насоса от расхода через насос; J_1 – коэффициент инерционного сопротивления питающего трубопровода; $T_{к.ср}$ – постоянная времени кавитационных каверн в межлопастных каналах шнека.

Приведенное уравнение позволяет рассчитать границы области устойчивости не только в плоскости параметров $\beta_2 - \beta_1$, но и в плоскости режимных параметров, в частности $\bar{Q}/Q_{ном} - \bar{p}_1$ или $\bar{q} - \bar{p}_1$, где $\bar{q}$ – параметр режима.

Учитывая конструктивные особенности шнека, а также режимы работы, на которых зафиксированы кавитационные автоколебания, – режимы с обратными токами [1], целесообразно при расчете границ областей устойчивости использовать предложенный в работах [4-6] экспериментально-расчетный способ определения упругости кавитационных каверн $\beta_{1эр}$ и кавитационного сопротивления $\beta_{2эр}$ во входной части шнеко-центробежного насоса.

Согласно этому способу, зависимость упругости кавитационных каверн от входного давления и режима работы $\beta_{1эр} = f(\bar{p}_1, \bar{Q})$ можно получить на основании экспериментальных зависимостей частот кавитационных колебаний f от входного давления $\bar{p}_1$ и режима работы $\bar{Q}$.

Экспериментальные зависимости $f = f(\bar{p}_1, \bar{Q})$* были аппроксимированы линейной функцией $f = \alpha_f (\bar{p}_1 - p_{1 с.р. э}) + \beta_f$, коэффициенты которой α_f и β_f определялись обработкой экспериментальных точек по методу наименьших квадратов ($p_{1 с.р. э}$ – входное давление, соответствующее кавитационному срыву насоса по второму критическому режиму).

---

* Экспериментальные зависимости частот кавитационных колебаний от входного давления и режима работы, а также другие исходные данные, необходимые для расчета границ областей устойчивости, были любезно предоставлены Н.С.Ершовым.

Упругость кавитационных каверн в этом случае определялась как

$$B_{1\,зр} = -(2\pi)^2 f^2 J_1 = -(2\pi)^2 J_1 [\alpha_f (\bar{p}_1 - p_{1\,ср.э}) + \beta_f]^2 .$$

Далее, следуя экспериментально-расчетному способу определения параметров $B_{1\,зр}$ и $B_{2\,зр}$, получим выражения для суммарного объема кавитационных каверн и кавитационного сопротивления во входной части шнеко-центробежного насоса:

$$V_{k\Sigma} = \frac{1}{(2\pi)^2 J_1} \cdot \frac{1}{\alpha_f} \left[\frac{1}{\alpha_f (\bar{p}_1 - p_{1\,ср.э}) + \beta_f} - \frac{1}{\alpha_f p_{1нк} + \beta_f} \right],$$

$$B_{2\,зр} = -\frac{1}{\alpha_f^2} \frac{\partial \alpha_f}{\partial Q} \left\{ \alpha_f (\bar{p}_1 - p_{1\,ср.э}) + \beta_f - \frac{[\alpha_f (\bar{p}_1 - p_{1\,ср.э}) + \beta_f]^2}{\alpha_f p_{1нк} + \beta_f} \right\} +$$

$$+ \frac{1}{\alpha_f} \left\{ -(\bar{p}_1 - p_{1\,ср.э}) \frac{\partial \alpha_f}{\partial Q} + \alpha_f \frac{\partial p_{1\,ср.э}}{\partial Q} - \frac{\partial \beta_f}{\partial Q} + \right.$$

$$\left. + \left[\frac{\alpha_f (\bar{p}_1 - p_{1\,ср.э}) + \beta_f}{\alpha_f p_{1нк} + \beta_f} \right]^2 \left(p_{1нк} \frac{\partial \alpha_f}{\partial Q} + \alpha_f \frac{\partial p_{1нк}}{\partial Q} + \frac{\partial \beta_f}{\partial Q} \right) \right\},$$

где $p_{1нк}$ – давление, соответствующее возникновению кавитации в насосе.

Поскольку параметры B_1 и B_2 определялись экспериментально-расчетным способом, постоянную времени T_k, также входящую в уравнение границы области устойчивости, следует полагать постоянной времени суммарного объема кавитационных каверн во входной части шнеко-центробежного насоса. При этом ее величина рассчитывалась согласно нестационарной модели кавитационных колебаний, разработанной для режимов частичной кавитации.

Формула для постоянной времени имеет следующий вид [2]:

$$T_{k.ср} = \frac{l_k}{w_1} \cdot \frac{2 (R \cos \frac{\alpha}{2} \sqrt{1 + k} - 1)}{R (1 + k - \frac{1}{R^2})},$$

где l_k – длина кавитационной каверны; w_1 – относительная скорость жидкости при входе в межлопастные каналы шнека; $R = w_1 / w_2$; w_2 – относительная скорость жидкости в сечении решетки пластин, где заканчивается рост высоты кавитационной каверны; α – угол атаки;

$k=(p_1-p_n)/\frac{\rho W_1^2}{2}$ – число кавитации; p_n – давление насыщенных паров жидкости, ρ – ее плотность.

Число кавитации k в данном случае определялось следующим образом:

$$k = \frac{p_1 - p_{1ср.э}}{\frac{\rho W_1^2}{2}} + k_{ср.т}.$$

Теоретическое значение $k_{ср.т}$ рассчитывалось по формуле [7]:

$$k_{ср.т} = \frac{2\sin\alpha \cdot \sin(\beta-\alpha)}{1+\cos\beta},$$

где β – угол установки лопасти шнека.

Приведем исходные для расчета границ областей устойчивости (см.также работу [7]). Параметры шнека следующие: шаг входного участка S = 3,2 см; наружный диаметр входного участка $D_н$ = 4,7 см; диаметр втулки $d_в$ = 1,3 см; число заходов z = 2.

Коэффициенты аппроксимации для функции $f = f(\bar{p}_1, \bar{Q})$:

$$\alpha_f = 1,0626\bar{Q}^2\gamma^2 - 3,24\bar{Q}\gamma + 16,587,$$

$$\beta_f = 0,2046\bar{Q}^2\gamma^2 + 0,02144\bar{Q}\gamma + 3,74,$$

где γ – удельный вес воды; γ = 0,001 кг/см^3.

Зависимость $p_{1ср.э} = f(\bar{Q})$ представлена в виде

$$p_{1ср.э} = 0,055\bar{Q}\gamma - 0,05.$$

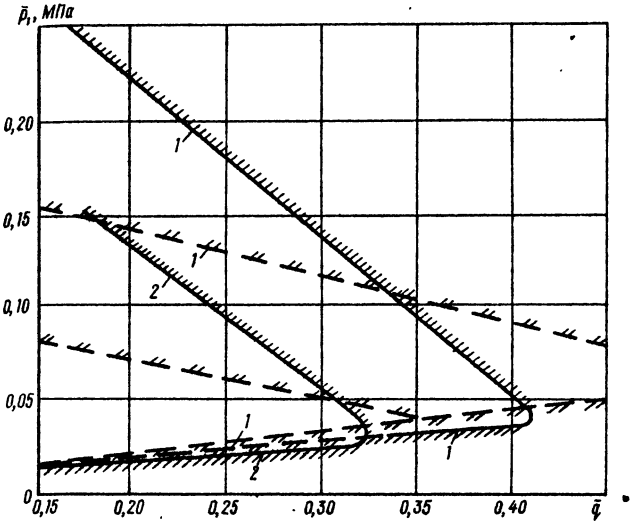
Выражение для $p_{1нк}$, полученное аппроксимацией представленной в работе [8] графической зависимости коэффициента начальной кавитации $\lambda_{нач}$ от режима работы m (в диапазоне m = 0÷0,5), имеет вид

$$p_{1нк} = 0,144\bar{Q}^2\gamma^2 - 0,35\bar{Q}\gamma + 3,6.$$

Остальные исходные данные:

$J_1 = 8,8615\cdot10^{-3}$ с^2/см^2 (короткий питающий трубопровод);

$J_1 = 36,6\cdot10^{-3}$ с^2/см^2 (длинный питающий трубопровод); $R_1 = 2a_1\bar{Q}_1$.



где $a_1 = 0{,}005$ с^2/кг см^2 – коэффициент характеристики гидравлического сопротивления питающего трубопровода; $R_2 \approx \frac{2p_H}{\bar{Q}_T}$, где $p_H = 28 + 1{,}6\,\bar{Q}_T - 0{,}31\,\bar{Q}^2\gamma^2$ – напор насоса; $s = 1{,}6 - 0{,}62\,\bar{Q}_T$; $\rho = 10^{-6}$ кг с^2/см^4; $p_n = 0{,}024$ кг/см^2.

На рисунке представлены результаты сравнения расчетных (сплошные линии) и приведенных в работе [1] экспериментальных (штриховые линии) границ областей устойчивости системы в плоскости параметров $\bar{q} - \bar{p}_1$ соответственно для короткого ($l_1 = 0{,}9$ м) и длинного ($l_1 = 8{,}55$ м) питающего трубопровода (на рисунке помечены соответственно индексами 1 и 2).

Приведенные, как и аналогичные ранее опубликованные данные [2-4], свидетельствуют о том, что применение нестационарной модели кавитационных колебаний для расчетов границ областей устойчивости системы позволяет получать приемлемые количественные результаты.

1. Ершов Н.С. Экспериментальное исследование кавитационных автоколебаний насосной системы. – См. настоящий сб., с.3-9.
2. Пилипенко В.В. Нестационарная модель кавитационных колебаний шнеко-центробежного насоса на режимах без обратных токов. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.1, с.29-47.

3. Довготько Н.И. Анализ теоретических и экспериментальных результатов исследования влияния конструктивных параметров осевого шнекового преднасоса на устойчивость системы шнеко-центробежный насос - трубопроводы. - В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.1, с.53-56.
4. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон Н.С. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. - М.: Машиностроение, 1977. - 352 с.
5. Пилипенко В.В. Экспериментально-расчетный способ определения упругости и объема кавитационных каверн в шнеко-центробежных насосах. - Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт, 1976, № 5, с.129-138.
6. Пилипенко В.В. Влияние обратных токов на объем кавитационных каверн, их упругость и кавитационное сопротивление во входной части шнеко-центробежного насоса на режимах частичной кавитации. - Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт, 1977, № 4, с.145-150.
7. Стриплинг Л.Б. Кавитация в лопастных насосах. - Тр.американского о-ва инженеров-механиков. Сер.Д. Техн.механика. М.: Изд-во иностр.лит., 1962, № 3, с.42-55.
8. Чебаевский В.Ф., Петров В.И. Кавитационные характеристики высокооборотных шнеко-центробежных насосов. - М.: Машиностроение, 1973. - 152 с.

УДК 532.595.7:62-522+62-55

Н.Д.Захаров

АВТОКОЛЕБАНИЯ В СИСТЕМЕ ПОДАЧИ ЖИДКОСТИ С РЕГУЛЯТОРОМ РАСХОДА ПРЯМОГО ДЕЙСТВИЯ

Процессы изменения величины регулируемого расхода жидкости в напорном трубопроводе центробежного насоса и движения дроссельного клапана регулятора расхода, установленного на этом трубопроводе, могут быть описаны с помощью двух нелинейных дифференциальных уравнений следующего вида:

$$\left.\begin{aligned} L_{тр}\frac{dG_p}{dt} &= p_{вх.н}+\Delta p_н-p_г-[R_{тр}+R(h)]|G_p|G_p-R_к|G_p-\rho F_{кл}\dot{h}|(G_p-\rho F_{кл}\dot{h}),\\ m_{кл}\frac{d^2h}{dt^2} &= F_{кл}[R_к|G_p-\rho F_{кл}\dot{h}|(G_p-\rho F_{кл}\dot{h})-R_д|\rho F_{кл}\dot{h}|(\rho F_{кл}\dot{h})]-C_{пр}h-S_0, \end{aligned}\right\} \quad (I)$$

где t - время, G - массовый расход, p - давление, R - коэффициент гидросопротивления, L - коэффициент инерционности столба жидкости, F - площадь, h - перемещение клапана, m - масса, ρ - плотность; $р$, $вх.н$, $кл$, $г$, $тр$, $пр$, 0, $к$, $д$ - индексы, соответственно обозначающие - регулятор, вход в насос, клапан, газ, труба, пружина, начальное значение, кулачок, демпфер.

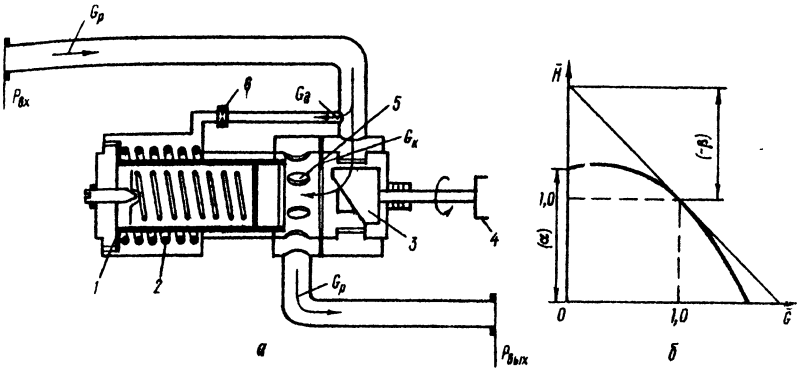


Рис. I.

При выводе уравнений (I) предполагается [7], что влияние вторичных факторов (гидродинамической силы, вязкого и сухого трения) сведены с помощью конструктивных мероприятий до пренебрежимо малых величин, поэтому они не учитываются.

На рис. I,а приведена одна из возможных схем выполнения регулятора расхода прямого действия. Установившееся положение подпружиненного дроссельного клапана I в таком регуляторе определяется балансом сил от сжатия пружины 2 и действия перепада давлений на мерном дросселе (кулачке) 3. Величина проходного сечения кулачка определяет величину регулируемого расхода при постоянной плотности жидкости и задается с помощью специального привода 4. При изменении положения клапана I площадь проходного сечения 5 на выходе регулятора изменяется. Дросселирование потока в этом сечении происходит таким образом, чтобы перепад давлений на кулачке 3 оставался постоянным. Демпфирование движения дроссельного клапана осуществляется жиклером 6. Кроме того, как видно из второго уравнения системы (I), гидросопротивление кулачка также влияет на демпфирование движений дроссельного клапана. Это хорошо видно из следующего примера. Если заполненный жидкостью регулятор перекрыть кранами со стороны входа и выхода и каким-либо способом привести в движение клапан, то жидкость будет совершать кольцевое движение с одной стороны клапана к другой, проходя последовательно гидросопротивления жиклера и входного дросселя.

Перемещение клапана в регуляторе ограничивается двумя упорами. За нулевое положение клапана в уравнениях системы (I) принято положение его на упоре, к которому он прижимается пружиной при отсутствии перепада давлений на кулачке. Это положение соответствует полному раскрытию выходного дросселируемого сечения 5. Максимальное перемещение клапана определяется вторым упором и соответствует максимальному закрытию выходного дросселя. В соответствии с этим на перемещение клапана и на его скорость, получаемые при решении системы (I), должны быть наложены следующие ограничения:

$$0 \le h \le h_{max},$$

$$\dot{h} \ge 0 \text{ при } h = 0,$$

$$\dot{h} \le 0 \text{ при } h = h_{max}.$$

Первое дифференциальное уравнение системы (I) описывает с помощью сосредоточенных параметров движение столба жидкости в трубопроводе, состоящего из двух труб, присоединенных к входу и выходу регулятора.

Будем рассматривать случай, когда давление на входе трубопровода создается центробежным насосом. Напорная характеристика большинства центробежных насосов описывается при постоянной частоте вращения колеса в виде квадратного относительно величины расхода жидкости трехчлена.

Если воспользоваться относительными величинами напора и расхода, то допустимое множество напорных характеристик насоса может быть задано двумя параметрами, определяющими величину наклона кривой в рабочей точке β и величину напора при нулевом расходе α. Выражение для определения напора насоса в этом случае имеет вид

$$\bar{H} = \alpha + [2(1-\alpha)-\beta]\bar{G} - [1-\alpha-\beta]|\bar{G}|\bar{G},$$

где $$\bar{H} = \frac{H}{H^*_{ном}}; \qquad \bar{G} = \frac{G}{G^*_{ном}}.$$

Если напорную характеристику конкретного насоса перестроить в относительные координаты $\bar{H}, \bar{G}$, то значения α и β могут быть взяты непосредственно из получающегося графика, как это показано на рис.1,б.

Суммарное гидросопротивление для потока жидкости в трубопроводе с регулятором складывается из гидросопротивления собственно трубопровода $R_{тр}$ и гидросопротивлений дросселированных сечений регулятора $R_к$ и $R(h)$. Гидросопротивление кулачка регулятора зависит от скорости движения клапана, поскольку при движении клапана происходит переток жидкости через канал, подводящий давление у входа в регулятор к клапану, т.е. образуется обводной поток по отношению к кулачку. Выражение для эквивалентного гидросопротивления кулачка при наличии обводного потока жидкости можно представить в виде

$$R_{экв.к} = R_к^*\left(1 - \frac{\rho F_{кл} h}{G_р}\right)^2.$$

В соответствии с этим суммарное гидросопротивление трубопровода с регулятором

$$R_р = R(h) + R_{тр} + R_к\left(1 - \frac{\rho F_{кл} h}{G_р}\right)^2.$$

На основании этого в уравнение расхода системы (1) входит величина скорости перемещения клапана.

Для обеспечения оптимальной степени демпфирования движений клапана регулятора необходимо надлежащим образом выбрать величину гидросопротивления R_Q жиклера 6.

Нелинейность демпфирующих членов уравнения движения клапана регулятора слабо влияет на его частотную характеристику при сравнении ее с частотной характеристикой линейного звена второго порядка [1]. Сравнение проводилось с помощью формул [2,3], устанавливающих связь величины относительного демпфирования ξ с пиковыми значениями кривых переходного процесса и амплитудно-частотной характеристики линейного звена второго порядка, которые имеют следующий вид:

$$h_{max} = 1 + e^{-\xi\pi\sqrt{1-\xi^2}}; \quad A_{max} = \frac{1}{2\xi\sqrt{1-\xi^2}} \quad \text{при} \quad \xi < \frac{1}{\sqrt{2}}. \qquad (2)$$

Величина h_{max} для регулятора может быть найдена непосредственно из переходного процесса, полученного численным решением

нелинейного уравнения движения клапана регулятора при ступенчатом изменении расхода жидкости от нуля до номинального значения.

Этот же переходный процесс может быть использован и для получения амплитудно-частотной характеристики, из которой находится величина A_{max}. В данном случае для получения амплитудно-частотной характеристики по переходному процессу применялась формула [2]:

$$W(i\omega) = R(\omega) + iJm(\omega) = \frac{1}{x_0}\left(\sum_{j=1}^{j=k} a_j \cos\alpha_j - i\sum_{j=1}^{j=k} a_j \sin\alpha_j\right), \qquad (3)$$

где $a_j = \Delta h_j \frac{2}{\omega \Delta t_j} \sin\frac{\omega \Delta t_j}{2}$; $\alpha_j = \omega(t_j - \frac{\Delta t_j}{2})$; x_0 - входное воздействие.

Имея значения h_{max} и A_{max}, можно с помощью формул (2) дважды найти значение коэффициента относительного демпфирования ξ. Признаком допустимости использования формулы (3) для анализа данного нелинейного уравнения регулятора будет служить близость обоих значений ξ.

Для нахождения оптимального значения гидросопротивления демпфирующего жиклера R_g строится кривая зависимости пиковых значений коэффициента усиления от R_g, которая затем экстраполируется до пересечения с ординатой $A_{max} = 1$. Соответствующее этой точке значение R_g^0 принимается за оптимальное. Дальнейшие исследования автоколебаний расхода жидкости при совместной работе регулятора, трубопровода, насоса и емкости слива проведены при оптимальном значении R_g^0.

Автоколебательный режим регулируемой подачи жидкости возникает при некоторой величине наклона кривой зависимости гидросопротивления в выходном дросселируемом сечении 5 регулятора от перемещения клапана. Эта зависимость может быть представлена в виде степенной функции

$$R(h) = R^*\left(\frac{h}{h^*}\right)^k. \qquad (4)$$

Наклон кривой можно задавать выбором величины показателя степени k.

На рис.2,а показаны кривые, представляющие собой огибающие максимальных и минимальных относительных значений расхода жидкости

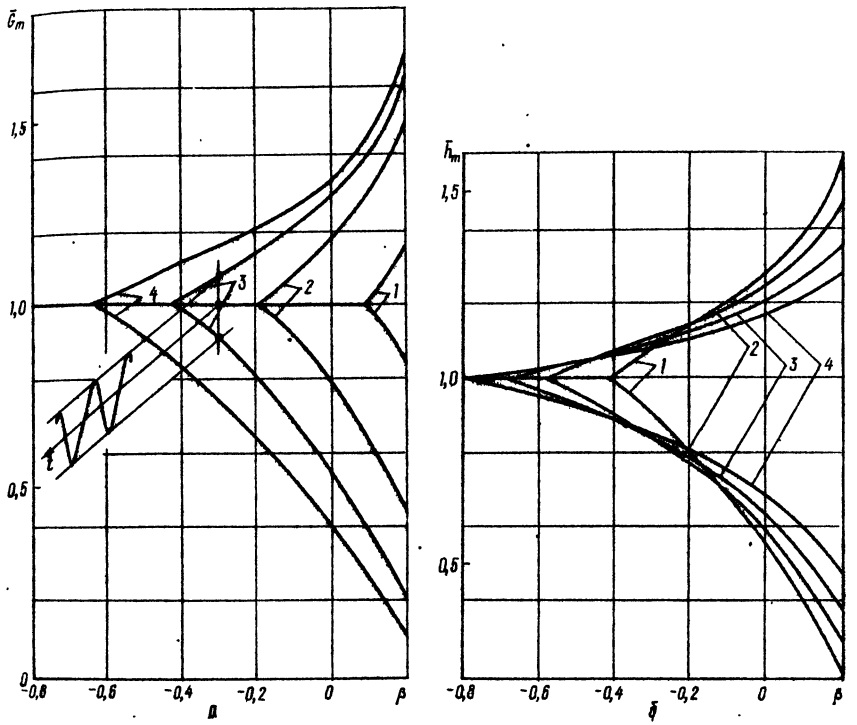


Рис.2.

при автоколебаниях в зависимости от относительного наклона линейной ($\alpha = 1 - \beta$) характеристики насоса β при различных значениях показателя степени k, входящего в формулу (4).

На рис.2,а представлена зависимость размаха автоколебаний от показателя степени k (1 – $k = 6$; 2 – $k = 12$; 3 – $k = 18$; 4 – $k = 2$[illegible]). Видно, что при некоторых значениях наклона β, зависящих от величины k, появляются автоколебания расхода жидкости, размах ординаты между верхней и нижней огибающей растёт с ростом величины наклона β. Для дальнейших исследований выберем значение $k = 18$ (рис.2,а; кривая 3).

На рис.2,б представлены кривые зависимости размаха автоколебаний расхода от наклона линейной характеристики насоса при различных значениях длины трубопровода ℓ в пределах от насоса до слива (1 –

$l = l_1$; $2 - l = 2l_1$; $3 - l = 3l_1$; $4 - l = 4l_1$). Видно, что с увеличением длины трубопровода точка начала автоколебаний смещается в область больших отрицательных наклонов характеристики насоса. Однако в этом случае заметно замедляется рост амплитуд автоколебаний при увеличении наклона характеристики насоса.

Расчет процессов автоколебаний, с помощью которых построены кривые на рис.2,а,б, проведен при постоянном давлении в емкости слива. Рассмотрим теперь емкость слива, давление в которой зависит от величины расхода подаваемой в нее жидкости. Для упрощения задачи предположим, что жидкость, поступающая в сливную емкость, мгновенно превращается в газ с начальной температурой T_0, а состояние переменного количества массы газа в емкости изменяется при адиабатических условиях. Система уравнений, описывающая динамику состояния газа в такой емкости, будет иметь следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dm_г}{dt} &= G_р - G_г , \\ m_г \frac{dT_г}{dt} &= \varkappa G_р T_0 - [G_р + (\varkappa - 1) G_г] T_г , \\ p_г &= \frac{R}{V} m_г T_г , \\ G_г &= B \frac{p_г}{\sqrt{T_г}} . \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Динамической характеристикой процессов изменения состояния газа в емкости служит характеристическое время пребывания частиц газа в этой емкости

$$\tau_{пр} = \frac{m_г}{G_г} .$$

Для установившихся значений рабочих параметров в емкости, соответствующих некоторому режиму ее работы, величина времени пребывания газа зависит от объема емкости:

$$\tau_{пр} = \frac{R}{V} \frac{G_г^* T_г^*}{p_г^*} . \qquad (6)$$

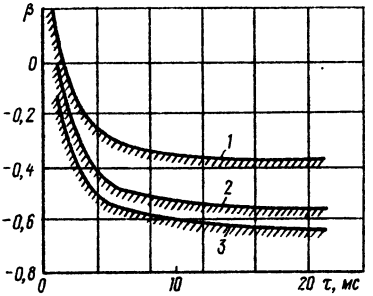


Рис.3.

С помощью формулы (6) можно выбирать величину $\frac{R}{V}$ и, тем самым, задавать определенное значение для величины времени пребывания газа в емкости.

На рис.3 показаны границы области автоколебаний в координатах для параметров насоса и сливной емкости (наклон напорной характеристики и время пребывания газа) при различных значениях длины трубопровода (1 - $l = l_1$; 2 - $l = 2l_1$; 3 - $l = 3l_1$). Видно, что уменьшение времени пребывания газа в емкости слива приводит к расширению области устойчивости, которая расположена снизу от граничной линии - с заштрихованной ее стороны. Увеличение же длины трубопровода приводит к расширению области автоколебательных процессов в системе (рис.3, кривые 2,3).

На основании полученных результатов параметрического исследования автоколебательных процессов можно сделать вывод, что приведенные в статье нелинейное уравнение движения клапана регулятора прямого действия и уравнение расхода описывают важное явление - автоколебания в системе регулируемой подачи жидкости, которые часто возникают и трудно поддаются анализу.

1. Захаров Н.Д. Исследование динамических свойств регулятора расхода жидкости прямого действия с присоединенным трубопроводом по нелинейным уравнениям. - Тр.ЦИАМ, 1979, № 895, с.25-27.
2. Айзерман М.А. Лекции по теории автоматического регулирования.- М.: Гостехиздат, 1956. - 427 с.
3. Винцент Дель Торо, Сидней Р.Паркер. Принципы проектирования систем автоматического управления.- М.: Машгиз, 1963. - 350 с.

УДК 629.7.03:62-52

В.М.Калнин, В.А.Шерстянников

НАГРУЖЕНИЕ РОТОРА ШНЕКО-ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА ПРИ АВТОКОЛЕБАНИЯХ В ГИДРОСИСТЕМЕ

В последнее время большое внимание уделяется исследованию автоколебательных режимов в системе центробежный насос – входной трубопровод.

Представляет интерес ответить на вопрос, в какой степени указанные автоколебания повышают нагрузки на конструкцию самого двигателя, в частности на подшипники и ротор ТНА. В известных нам работах таких результатов не содержится (/1,2/ и др.). Параметры перемещения и нагружения ротора одновременно не измерялись. В настоящей работе для получения фактических данных по нагружению ротора ТНА на нестационарных режимах проведено измерение радиальных и осевых усилий и перемещения вала насоса при различных динамических возмущениях, действующих в гидросистеме, в том числе при автоколебаниях.

В качестве объекта исследования использовался турбонасосный агрегат с двухопорным ротором, состоящий из шнеко-центробежного насоса и осевой турбины. Объект исследования был оснащен комплексом измерительных средств, включающим встроенные в подшипник тензодатчики радиальных усилий 4, кольцевую многоспайную термопару 5, токовихревые датчики радиальных и осевых перемещений вала 1 и 2, вибродатчики на корпусе в районе опор 3 и датчики пульсаций давления на входе и выходе насоса 6 (рис.1).

Исследование проведено методом гидродинамического моделирования /3/ при работе насоса на воде и турбины на воздухе высокого давления.

Непериодические возмущения задавались резкими изменениями гидравлического сопротивления в напорной магистрали. Автоколебания параметров гидросистемы вызывались снижением давления на входе в насос. Создаваемые возмущения вызывали изменения параметров режима работы насоса и величин нагрузок и перемещения ротора. Осевое и радиальное перемещения ротора измерялись специально разработанной бесконтактной аппаратурой, состоящей из токовихревых датчиков и трехканального усилителя со встроенным генератором несущей частоты. Низкочастотная модуляция сигнала датчиков радиального перемещения осуществляется за счет технологического эксцентрисите-

та из зрительного насадка вала, а модуляция сигнала осевого перемещения – за счет наличия ступеньки на торце насадка. Сигналы регистрировались шлейфовым осциллографом Н-115.

Радиальные силы, действующие на опору ротора, измерялись шестью тензодатчиками, наклеенными в пазах наружной обоймы подшипника. Были использованы тензодатчики типа 2ФКПА-3-100ГВ [4] со

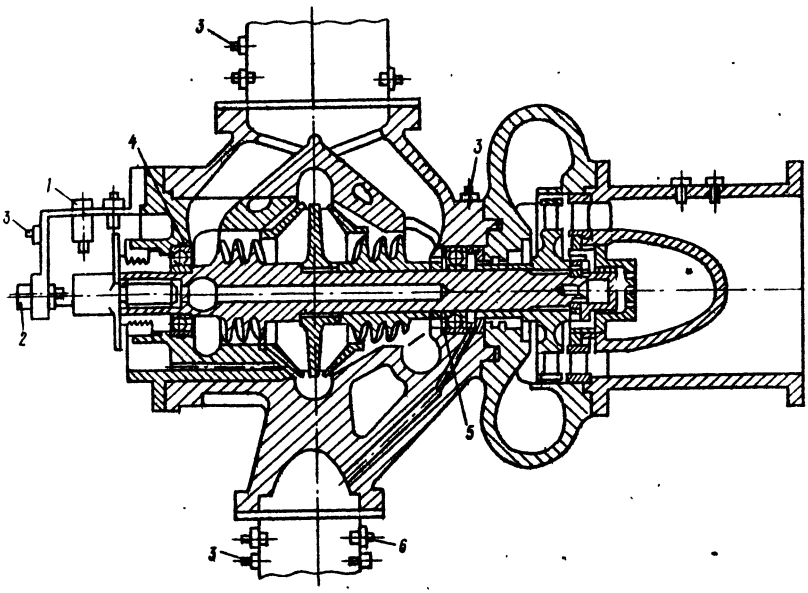


Рис.1.

значением тензочувствительности $S = 2$ и сопротивлением 90 Ом. Сигналы с тензодатчиков через усилители типа ТА-5 подавались на шлейфовые осциллографы.

Совокупность показаний шести тензодатчиков позволяет определить величину и направление радиальной нагрузки. Вибрации измерялись вибродатчиками типа ИС-313, расположенными на корпусе вблизи упорного подшипника. Регистрация сигналов производилась осциллографом Н-115 через усилитель ШВ-3. Разработанная аппаратура позволила получить информацию о динамических нагружениях рото-

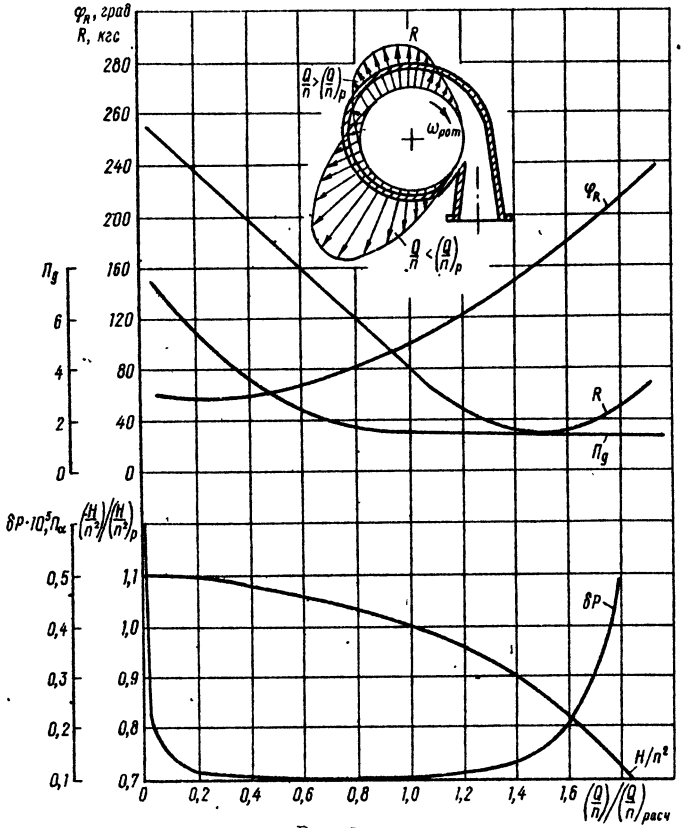


Рис.2.

ра с погрешностями, не превышающими 10% в диапазоне частот 5-2000 Гц.

Проведенные эксперименты дали следующие результаты. На переходных режимах в области малых $\frac{Q}{n}$ (рис.2) наблюдается резкое увеличение нагрузок на подшипник и вибраций по сравнению с их значениями на номинальном режиме. Работа насоса в области глубокого дросселирования с выходом на номинальный режим по параметру $\frac{Q}{n}$ осуществлялась дросселированием напорной магистрали насоса и последующим резким ее раскрытием, при этом охватывалась область характеристи

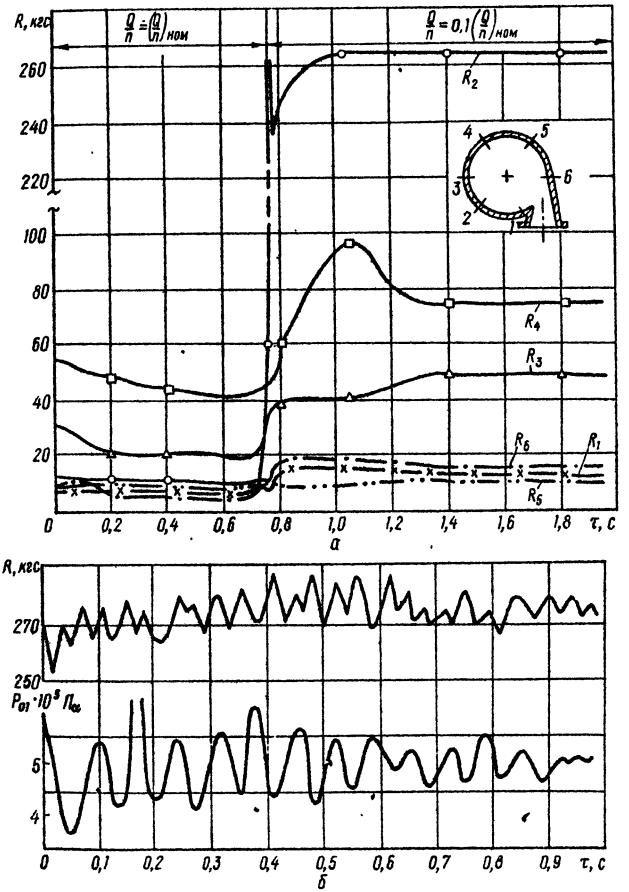


Рис.3.

насоса по приведенному расходу $\frac{Q}{n}(0,1-1,1)(\frac{Q}{n})_{ном}$. Радиальное усилие R при $\frac{Q}{n}=0,1$ составляет 250–260 кгс по сравнению с 50 кгс при $(\frac{Q}{n})_{ном}$. Изменяется также направление радиального усилия φ: при $\frac{Q}{n}=0,1$ сила направлена в сторону меньших сечений спирального отвода, по мере перехода насоса на режим $(\frac{Q}{n})_{ном}$, происходит измене-

ние направления в сторону больших сечений отвода. Изменение в направлении силы составляет приблизительно 50^0. Уровень виброперегрузок n_g и пульсаций давления δP на дроссельном режиме примерно в 3–4 раза выше, чем на номинальном. Существенных изменений в осевом и радиальном биении вала не наблюдается.

При нагружении ротора гидравлическим ударом, вызванным резким закрытием клапана в напорной магистрали (рис.3,а), также существенно возрастают нагрузки подшипника и вибрации ротора. Заброс давления при гидроударе превышает $50 \cdot 10^5$ Па. В процессе закрытия клапана (при переходе с режима $(\frac{Q}{n})_{ном}$ на $\frac{Q}{n} = 0{,}1$) радиальное усилие на подшипнике увеличивается с 42–55 до 260 кгс, а направление силы изменяется на 50^0. В момент гидроудара виброперегрузка в районе опор достигает $20g$, а затем стабилизируется на уровне $6g$. Отмечаются также резкие осевые перемещения ротора величиной до 0,1 мм.

В отличие от нагружений ротора и подшипников, возникающих при дросселировании насоса и при гидроударах, дополнительные динамические нагрузки этих элементов, вызываемые автоколебаниями параметров гидросистемы, являются незначительными (рис.3,б). В исследованной области параметров автоколебаний (f = 5–20 Гц, δP до $\pm 1 \cdot 10^5$ Па) радиальные нагрузки R, действующие на ротор, при наличии и отсутствии колебаний отличаются не более чем на 10%. Явно выраженной тенденции к возрастанию радиального нагружения в зависимости от амплитуды и частоты колебаний также не наблюдается. Следовательно, для рассматриваемого насоса возникающие в системе насос–входной трубопровод автоколебания не приводят к существенным дополнительным нагружениям подшипника. Как было показано выше, значительно более сильное нагружение дают переходные режимы при глубоком дросселировании насоса. Таким образом, проведенное исследование позволяет составить представление о сравнительной значимости рассмотренных возмущений как нагружающих факторов для конструкции ТНА.

1. Козелков В.П., Ефимочкин А.Ф. Экспериментальное исследование автоколебаний в гидравлической системе. – В кн.: Кавитационные колебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.1, с.71–80.
2. Пилипенко В.В. Нестационарная модель кавитационных колебаний шнеко-центробежного насоса на режимах без обратных токов. – В кн.: Кавитационные колебания в насосных системах. Киев: Наук. думка, 1976, ч.1, с.29–47.

3. Калнин В.М., Шеротянников В.А. Гидродинамическое моделирование рабочего процесса в системах ЖРД на режимах запуска. – В кн.: Докл. на XXУШ конгр.Международ. астронавт. федерации. Прага, 1977, с.1-17.
4. Ерошкин А.И., Максимов В.П., Орманов П.И., Самылин Е.А. Экспериментальные методы обнаружения повреждений подшипников качения в ранней стадии. – Прочность и динамика авиационных двигателей, 1971, вып.6, с.260-274.

УДК (534-14:532.528):621.671

В.А.Задонцев

К РАСЧЕТУ РАЗВИТЫХ КАВИТАЦИОННЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ

Приближенная методика расчета развитых кавитационных автоколебаний в системе высокооборотный шнеко-центробежный насос – трубопроводы при работе насоса на пониженных расходах, которая учитывает периодическое образование кавитационной полости и перед шнековым преднасосом из-за интенсивных обратных токов, а также неустановившееся движение жидкости при обтекании лопастей шнека, изложена в [1, 2].

В работе [1] приведены результаты расчета параметров предельного цикла развитых кавитационных автоколебаний, в том числе предельных циклов в плоскости параметров $V_{k\Sigma} - \rho_{шк}$ (суммарный объем кавитационной полости – напор шнека кавитационный). При этом отмечалось, что разделение суммарного объема кавитационной полости $V_{k\Sigma}$ на объем каверн перед шнеком $V_{кпш}$ и в проточной части насоса $V_{кач}$, в частности, приблизило к экспериментальному вид предельного цикла в плоскости параметров $V_{k\Sigma} - \rho_{шк}$, но для экспериментального цикла характерен значительно больший диапазон изменения $V_{k\Sigma}$.

Результаты расчета, приведенные в [1, 2], получены с использованием условий

$k^*_{q_1<0,2} = k^*_{q_1=0,2}$; $\beta_{1от}{}_{q_1<0,2} = \beta_{1от}{}_{q_1=0,2}$, где k^* – число кавитации, определяемое с учетом экспериментального значения давления кавитационного срыва насоса; $\beta_{1от}$ – кавитационная упругость насоса на режимах с обратными токами; в упомянутой выше схеме разделения каверн также использовалось условие $q_1 \geq 0,2$.

На рис.1 (кривая а) приведены результаты расчета (по той же методике) предельного цикла развитых кавитационных автоколебаний в плоскости параметров $V_{k\Sigma} - \rho_{шк}$ после корректировки (сужения) области использования ограничения $q_1 \geq 0,2$ таким образом, чтобы умень-

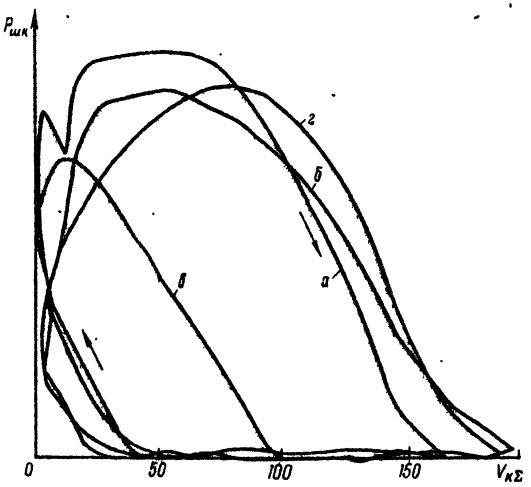


Рис.1.

шение q_1 до значений $q_1 < 0,2$ по-прежнему не влияло на величины k^t и $B_{1\,отн}$, однако оказывало влияние на величины объемов $V_{кшц}$ и $V_{кпч}$.

На этом же рисунке приведены экспериментальный предельный цикл (кривая б), расчетный предельный цикл из [1] (кривая в) и расчетный предельный цикл при $T_н = 0,02$ с (кривая г), о котором речь идет ниже.

Из рис.1 следует, что по результатам последнего расчета (кривая а) форма предельного цикла существенно улучшилась и приблизилась к экспериментальной. При этом несколько ухудшилась форма колебаний параметров $P_{нк}$ (кавитационный напор насоса) и P_2 (давление на выходе из насоса) на участках спада (рис.2,а).

Получение приемлемого расчетного предельного цикла в плоскости параметров $V_{кΣ} - P_{шк}$ является одним из существенных факторов, указывающих на то, что простейшая схема условного разделения суммарного объема кавитационной полости на объемы каверн в проточной части насоса и перед шнеком [3], использованная в расчетах развитых кавитационных автоколебаний, хотя и основана на экспериментальных данных, полученных в бескавитационных условиях, позволяет получить удовлетворительные результаты и для условий развитой кавитации в проточной части шнеко-центробежного насоса.

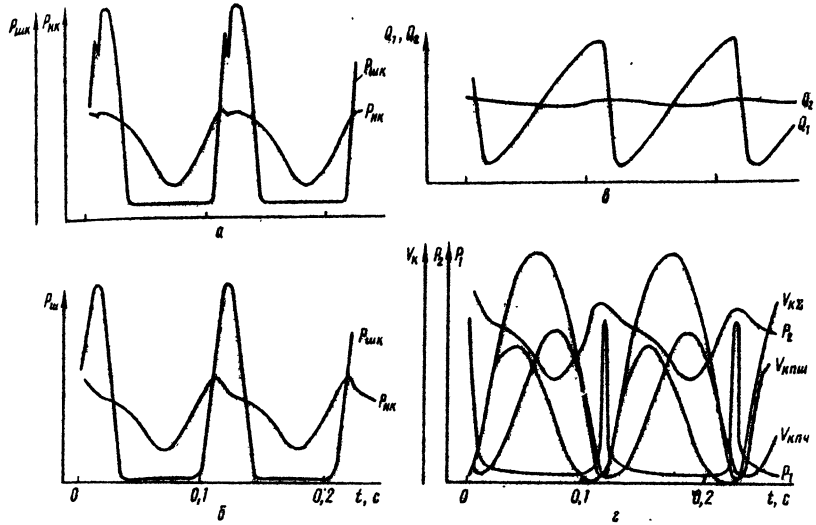


Рис.2.

Дальнейшее уточнение приближенной модели развитых кавитационных автоколебаний может быть связано, в частности, с учетом влияния напора шнека на напор центробежного колеса (и шнеко-центробежного насоса в целом). Такое уточнение может быть проведено с использованием результатов, полученных в статье [4].

В [4] на основании анализа экспериментальных предельных циклов в плоскости параметров напор шнека – напор насоса предложено дифференциальное уравнение, описывающее зависимость напора насоса от напора предвключенного шнека вида

$$T_н \frac{dP_н}{dt} + P_н = P_{нц}\varphi(P_ш), \qquad (1)$$

где $T_н$ – постоянная времени, характеризующая запаздывание изменения напора шнеко-центробежного насоса по сравнению с напором предвключенного шнека; $P_н$ – напор шнеко-центробежного насоса в целом; $P_{нц}$ – напор центробежного насоса (т.е. насоса без шнекового предвключенного насоса). В качестве напора $P_{нц}$ можно принять напор шнеко-центробеж-

ного насоса при восстановлении напора шнека до определенной величины (для насоса, результаты расчета по которому приводились в [1-4] – до величины не более 0,7 МПа),

$$\Psi(p_{ш}) = \frac{p_{н}}{p_{нц}} .$$

Применительно к рассматриваемому насосу функция $\Psi(p_{ш})$ определена и аппроксимирована следующим аналитическим выражением [4]:

$$\Psi(p_{ш}) = \begin{cases} 1 & \text{при } p_{ш} \leq 0{,}7 \text{ МПа}; \\ 1{,}0652 - 0{,}098\, p_{ш} & \text{при } p_{ш} > 0{,}7 \text{ МПа}. \end{cases} \quad (2$$

Указанная зависимость получена для насоса с отношением $\frac{D_1}{D_2}$ = 0,4, где D_1 и D_2 – диаметры центробежного колеса на входе и выходе.

По экспериментальным данным постоянная времени $T_н$ зависит от степени развития кавитации в насосе, для данного насоса ее величина находилась в пределах 0,017–0,028 с, что соответствует диапазону давления в расходном баке 0,8–0,12 МПа. Как показано в [4], постоянная времени $T_н$ близка к времени пребывания жидкости в межлопастных каналах центробежного колеса $T_н = \frac{l_{лк}}{w_{сд}}$, где $l_{лк}$ – длина лопасти центробежного колеса, $w_{сд}$ – средняя относительная скорость жидкости в межлопастном канале центробежного колеса. Для данного насоса $T_н$ составляет 0,02 с.

Результаты расчета параметров предельного цикла развитых кавитационных автоколебаний с учетом уравнения (1) при $T_н$ = 0,02 с = const и выражения (2) приведены на рис.2,б-г ($p_б$ = 0,16 МП Q = 0,5 $Q_{ном}$), при этом, как и ранее, напор насоса в кавитационном режиме определялся по формуле $p_{нк} = p_н f_н(V_{кпч})$, где $f_н(V_{кпч})$ кавитационная функция напора насоса, определяемая экспериментально [1, 2].

Анализ результатов расчета в сопоставлении с расчетными и экспериментальными данными, приведенными в [2], показывает следующее

Улучшилась форма колебаний параметра $p_{нк}$ и, следовательно, p_2 на участках спада.

Получены некоторые особенности развитых кавитационных авто

лебаний, которые отмечались в экспериментах /5/, но не поддавались расчету (см. рис.2): замедление темпа снижения напора насоса при кавитационном срыве напора осевого шнекового преднасоса, несмотря на увеличение объема кавитационной полости; снижение напора насоса при восстановлении напора шнека; сдвиг по фазе между $V_{k\Sigma max}$ и $\rho_{нк max}$.

1. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон М.С. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. – М.: Машиностроение, 1977. – 352 с.

2. Пилипенко В.В., Задонцев В.А. Приближенные модели развитых кавитационных автоколебаний в системе шнеко-центробежный насос – трубопроводы. – В кн.: Кавитационные автоколебания и динамика гидравлических систем. Киев: Наук.думка, 1977, с.8–11.

3. Грабовская Т.А. Определение объемов кавитационных каверн, расположенных перед лопатками шнека и в проточной части насоса, работающего в режиме автоколебаний, по результатам экспериментов. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. – Киев: Наук.думка, 1976, ч.П, с.12–15.

4. Пилипенко В.В. Природа неоднозначной зависимости напора шнеко-центробежного насоса от напора предвключенного шнека при неустановившемся движении жидкости. – В кн.: Кавитационные колебания и динамика гидравлических систем. Киев: Наук.думка; 1977, с.11–16.

5. Задонцев В.А., Пилипенко В.В. Характерные особенности развитых кавитационных автоколебаний в системе шнеко-центробежный насос – трубопроводы. – Косм. исслед. на Украине, 1976, вып.8, с.60–64.

УДК 621.671:532.528:534-14

В.А.Задонцев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ В СЛОЖНОМ ПИТАЮЩЕМ ТРУБОПРОВОДЕ

Сложные питающие трубопроводы насосных систем, например разветвленные и последовательно-составные, находят применение в различного рода технических объектах.

Расчет резонансных частот в подобных трубопроводах удобно вести импедансным методом. Входной импеданс сложного питающего трубопровода (с распределенными параметрами) можно определить, используя условия на стыке трубопроводов и в узле разветвления:

$$Z_{m-1}(l, i\omega) = Z_m(0, i\omega), \qquad (1)$$

$$\frac{1}{Z_{n-1}(l, i\omega)} = \sum \frac{1}{Z_n(0, i\omega)}, \qquad (2)$$

где концевой и входной импедансы простого трубопровода можно представить в виде

$$Z(l, i\omega) = Z_в(i\omega)\,th\,a(i\omega), \tag{3}$$

$$Z(0, i\omega) = Z_в(i\omega)\,th[(a(i\omega) + \gamma(i\omega)l], \tag{4}$$

где $Z_в(i\omega)$ – характеристический импеданс или волновое сопротивление простого трубопровода; $\gamma(i\omega)$ – "постоянная" распространения волн; $a(i\omega)$ – комплексный гиперболический угол нагрузки; $i = \sqrt{-1}$; ω – круговая частота колебаний;

$$a_{(i\omega)} = Arth\frac{Z(l, i\omega)}{Z_в(i\omega)} \tag{3а}$$

(концевые импедансы $Z(l, i\omega)$ служат граничными условиями).

В качестве простейшего, но характерного примера, рассмотрим одноузловой разветвленный питающий трубопровод с двумя ответвлениями, на концах которых имеются шнеко-центробежные насосы (рис.1,а).

Граничные условия на концах ответвлений задаются в виде импедансов насосов, в общем случае комплексных и зависящих от частоты.

Используя выражения (2)–(4) и полагая ответвления и насосы идентичными, выражение для входного импеданса системы представим в виде

$$Z(0, i\omega) = Z_{в_1}\,th\left\{Arth\left[\frac{1}{2}\frac{Z_{в_2}}{Z_{в_1}}\,th\left(Arth\,\frac{Z(l_2, i\omega)}{Z_{в_2}} + \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. + \gamma_2 l_2\right)\right] + \gamma_1 l_1\right\}, \tag{5}$$

где $Z(l_2, i\omega) = Z_н(i\omega)$ – импеданс на входе в насос (учитывающий и характеристики сети за насосом), который может определяться теоретически или экспериментально.

Методика определения импеданса высокооборотного шнеко-центробежного насоса с высокими антикавитационными свойствами с учетом кавитации изложена в [1–4], с учетом кавитации и обратных токов в [3, 4]; в [2, 3] приведены также методика и результаты экспериментального определения входного импеданса насоса.

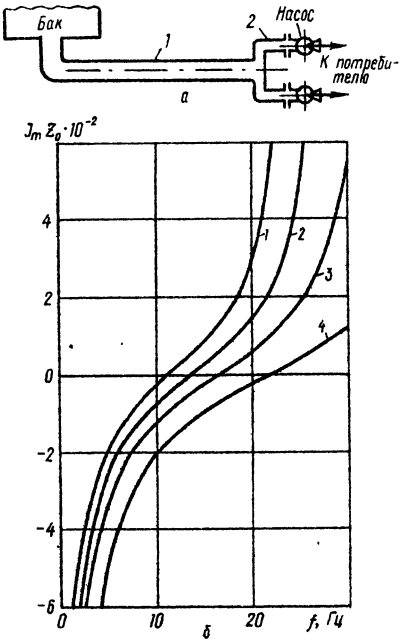


Рис.1.

Граничное условие на входе в питающий трубопровод (т.е. на выходе из расходной емкости), как правило, можно принимать эквивалентным открытому концу трубопровода.

В этом случае на резонансных частотах мнимая часть входного импеданса системы JmZ_0 (т.е. входной реактанс системы) обращается в нуль и соответственно равен нулю фазовый угол входного импеданса $arg\ Z_0$; одновременно модуль входного импеданса системы достигает минимального значения (антирезонансным частотам будут соответствовать максимумы модуля входного импеданса системы и нулевые фазовые углы).

В соответствии с указанным резонансные (антирезонансные) частоты сложных систем удобно определять графически по зависимостям мнимой части входного импеданса системы или модуля и аргумента входного импеданса системы от частоты, рассчитанным на ЭЦВМ.

В качестве исходных данных для расчета спектра резонансных (антирезонансных) частот колебаний системы, изображенной на рис.1,а, должны быть заданы значения следующих параметров: длины и площади поперечного сечения трубопроводов $l_{1,2}$; $f_{1,2}$; скорости звука в трубопроводах $c_{1,2}$ и приведенные коэффициенты линейного трения на единицу длины трубопроводов $k_{1,2}$, которые определяются по известным формулам.

Гидравлическое сопротивление питающих трубопроводов, как правило, невелико и незначительно влияет на резонансные частоты колебаний, но в общем случае его легко учесть, тем более что это имеет уже принципиальное значение при расчете частотных характеристик системы. Отличие коэффициентов $k_{1,2}$ (и действительных частей импедансов нагрузки) от нуля обусловливает отличие резонансных частот колебаний от собственных.

В то же время скорость звука в жидкости, текущей в трубопроводе с упругими стенками, является фундаментальным параметром при численном анализе динамических характеристик, в том числе и резонансных частот, в гидросистемах с распределенными параметрами. Как известно, на величину скорости звука существенно влияет содержание в жидкости газа или пара, а следовательно, и уровень давления в системе, температура жидкости, различные примеси, а также неоднородность упругих свойств трубопроводов по длине, связанная, в частности, с тем, что трубопроводы обычно содержат различного рода арматуру, фильтры, сильфоны, дросселирующие и регулирующие органы. Поэтому желательно, особенно в ответственных случаях, определять скорость звука в конкретной гидросистеме экспериментально. Экспериментальный способ определения скорости звука или, иначе говоря, скорости распространения малых возмущений, обычно заключается в том, что в данной гидросистеме создается импульс давления и измеряется время τ прохождения волны давления между двумя сечениями, расположенными на достаточном расстоянии l друг от друга, с помощью двух малоинерционных датчиков давления, установленных в этих сечениях. Тогда скорость звука определится как $c = \frac{l}{\tau}$.

Кроме того, в качестве исходных данных должен быть задан импеданс насоса в интересующем диапазоне частот, например в виде зависимостей модуля и аргумента импеданса насоса от частоты. Для шнеко-центробежных насосов, работающих в кавитационных условиях, последние в свою очередь зависят от уровня входного давления и

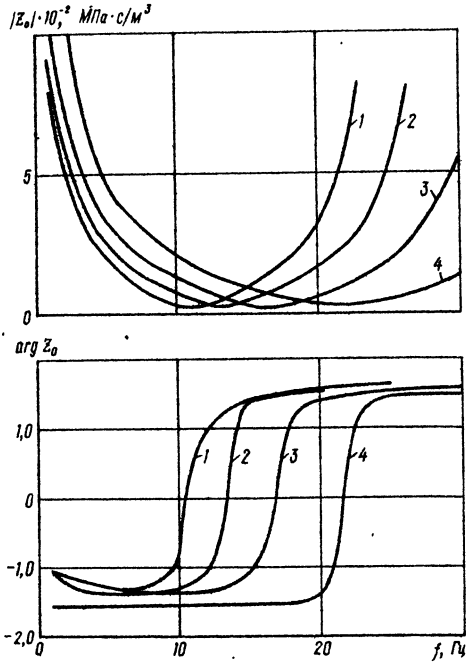
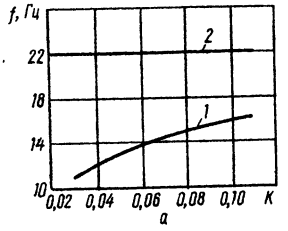


Рис.2.

жима работы насоса, поэтому и резонансные частоты системы также будут зависеть от этих параметров.

Расчетные зависимости мнимой части, модуля и фазы входного импеданса системы от частоты в диапазоне частот, охватывающем первую резонансную частоту, которая обычно представляет наибольший интерес, показаны на рис.1,б и 2 (l_1 = 10 м; $f_1 = 56{,}25 \cdot 10^{-4}$ м^2; c_1 = 1000 м/с; $k_1 = 4c^{-1}$, l_2 = 2,5 м; $f_2 = 28{,}26 \cdot 10^{-4}$ м^2; c_2 = = 1300 м/с; $k_2 = 10c^{-1}$).

При этом использовались зависимости модуля и фазы импеданса на входе в насос от частоты [3] (насос № 2) для трех значений числа кавитации (1 – k = 0,030; 2 – k = 0,058; 3 – k = 0,113), определяемого по давлению на входе в насос и скоростному напору в относительном движении. Также нанесены соответствующие зависимости для трубопровода с ответвлениями, закрытыми на концах ($a_2 = i\frac{x}{2}$, кривые 4 на рис.1,б и 2).



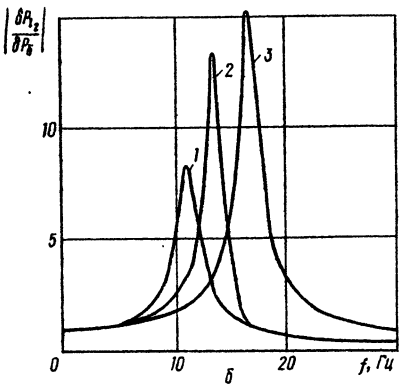


Рис.3.

На основании рис.1,б и 2 построена зависимость основной ча тоты колебаний в рассматриваемой системе от числа кавитации (рис.3,а; кривая 1), там же нанесено значение акустической час колебаний для случая ответвлений, закрытых на концах (рис.3,а; кривая 2).

Из рассмотрения рис.1,б, 2 и 3,а следует, что кавитация в сосах понижает основную частоту колебаний жидкости в системе п сравнению с акустической, причем эта частота зависит от степен развития кавитации в насосах, определяемой значением числа кав тации.

С помощью вариантных расчетов легко выяснить влияние и др параметров конкретной системы на основную частоту колебаний.

Частотные характеристики рассматриваемой системы по давл (вида "давление на входе в насос по давлению в баке") можно р считать с помощью следующего выражения:

$$\frac{\delta p(l_2, i\omega)}{\delta p_б} = (ch\,\gamma_1 l_1 - \frac{Z_{в_1}}{Z(0, i\omega)} sh\,\gamma_1 l_1) \times$$

$$\times [ch\,\gamma_2 l_2 - \frac{sh\,\gamma_2 l_2}{th(a_2 + \gamma_2 l_2)}]. \qquad (6)$$

Результаты расчета по уравнению (6) в виде амплитудно-частотных характеристик системы приведены на рис.3,б (1 – k = 0,03; 2 – k = 0,058; 3 – k = 0,113). По ним можно судить о влиянии степени развития кавитации на величину коэффициента усиления системы, в том числе на резонансной частоте.

1. Задонцев В.А. Теоретическое определение динамических характеристик шнеко-центробежного насоса в режиме частичной кавитации.– В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук. думка, 1976, ч.II, с.42–55.

2. Букреев В.Н., Пилипенко В.В., Задонцев В.А. и др. Экспериментальное и теоретическое определение входного импеданса насоса.– В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук. думка, 1976, ч.II, с.68–73.

3. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон М.С. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. – М.: Машиностроение, 1977. – 352 с.

4. Задонцев В.А. Теоретическое определение резонансных частот колебаний жидкости в системе шнеко-центробежный насос – трубопроводы. – В кн.: Рабочие процессы в шнеко-центробежных насосах. Киев: Наук.думка, 1978, с.90–101.

УДК 532.528:621.671

Ю.Е.Григорьев, В.В.Пилипенко

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ УПРУГОСТИ КАВИТАЦИОННЫХ КАВЕРН В ШНЕКО-ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСАХ НА РЕЖИМАХ С ОБРАТНЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

Для расчета резонансных (собственных) частот колебаний жидкости в системе питающий трубопровод – шнеко-центробежный насос необходимо знать суммарную упругость кавитационных каверн, которые при наличии обратных течений могут существовать как в межлопастных каналах осевого шнекового преднасоса, так и перед его лопастями во входном трубопроводе [1,2]. В работах [3,4] был предложен экспериментально-расчетный способ определения упругости кавитационных каверн, основанный на использовании экспериментальных зависимостей частот кавитационных автоколебаний от входного давления и режима работы шнеко-центробежного насоса. При этом использовались частоты

кавитационных автоколебаний, форма которых близка к гармонической, т.е. вблизи границы области устойчивости, а параметр упругости кавитационных каверн β_1 определялся по формуле [3, 4]:

$$\beta_1 = -\omega^2 \gamma J, \qquad (1$$

где ω – частота кавитационных колебаний; γ – удельный вес жидкости; J – параметр инерционности питающей магистрали.

Согласно формуле (1), отношение частот колебаний для различных значений параметра J при прочих равных условиях должно быть равно

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \sqrt{\frac{J_2}{J_1}}, \qquad (2$$

где ω_1, ω_2 – частоты колебаний, соответствующие питающим трубопроводам с параметрами инерционности J_1 и J_2.

Ранее, в работах [3, 4] для режимов работы насоса без обратных течений (либо при слабой их интенсивности) экспериментально была установлена зависимость отношения частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ от давления на входе в насос (при малом параметре инерционности J одного из питающих трубопроводов). Существование этой зависимости было объяснено влиянием инерционных свойств жидкости в межлопастных каналах шнека на участке роста высоты кавитационной каверны по длине лопасти, а параметр упругости кавитационных каверн β_1 определялся по формуле

$$\beta_1 = -\omega^2 \gamma (J + J_{кш}),$$

где $J_{кш}$ – коэффициент инерционных потерь давления на участке роста высоты кавитационных каверн по длине лопасти.

Отношение частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ для различных значений параметра J рассчитывается в этом случае по формуле

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \sqrt{\frac{J_2 + J_{кш}}{J_1 + J_{кш}}}.$$

Следует отметить, что на режимах работы насоса без обратных те

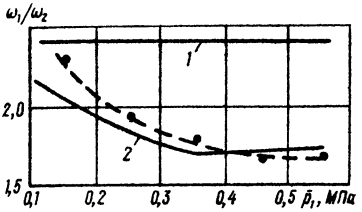


Рис.1.

ий как экспериментальное, так и теоретическое (с учетом $J_{кш}$ отно-
ение частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ уменьшается (при $J_2 > J_1$ с понижением
ходного давления [3,4]. Такой характер этой зависимости обусловлен увеличением параметра $J_{кш}$ при уменьшении входного давления.

На режимах с интенсивными обратными течениями характер зависимости отношения экспериментальных частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ от входного давления $\bar{p}_1$ совсем иной: с уменьшением входного давления $\bar{p}_1$ отношение частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ увеличивается при $J_2 > J_1$. На рис.1 приведены экспериментальная (штриховая линия) и теоретические (сплошные линии) зависимости отношения частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ от величины среднего давления на входе в насос $\bar{p}_1$, работающий при значении параметра режима $q = 0,27$, для входных трубопроводов с инерционностью $J_1 = 0,8 \cdot 10^{-3}$ с^2/см^2 и $J_2 = 4,6 \cdot 10^{-3}$ с^2/см^2.

Для испытанного шнека величина параметра режима $q_{от}$ (при котором появляются обратные течения во входном трубопроводе, согласно предложенной в работе [2] эмпирической формуле,

$$q_{от} = \frac{240\sqrt{1-\bar{d}_{бт}^2}}{\kappa^2 tg\beta_л (9,36 - 26,1\, tg\beta_л + 43,6\, tg^2\beta_л)^3}, \qquad (5)$$

где $\bar{d}_{бт}$ – втулочное отношение; $\beta_л$ – угол установки лопасти на периферии шнека) составляет $q_{от} = 0,55$. Следовательно, интенсивность обратных течений при $q = 0,27$ достаточно велика. Расчетное отношение частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$, определенное по формуле (2), составляет

$\frac{\omega_1}{\omega_2} \approx 2{,}39$ и не зависит от величины входного давления $\bar{p}_1$ во вс диапазоне его изменения (рис.1, прямая 1), в то время как вел на экспериментального отношения частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ при $\bar{p}_1$ $\approx 0{,}46$ МПа составляет $\frac{\omega_1}{\omega_2} \approx 1{,}67$. При $\bar{p}_1 < \sim 0{,}4$ МПа эксперимент ное отношение частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ монотонно увеличивается с у шением входного давления (рис.1, штриховая линия).

Такое расхождение расчетных и экспериментальных отношени частот колебаний можно объяснить влиянием инерционных свойств активного потока жидкости в зоне обратных течений во входном бопроводе. При работе насоса на режимах с обратными течениями ток во входном трубопроводе обычно рассматривают состоящим из ны обратного течения, зоны возвратного и активного потоков [1 Радиус активного потока r_a определяет сечение, через которое ход жидкости равен расходу через насос в зоне невозмущенного чения. Величину параметра инерционности активного потока жидк J_{ak} можно рассчитать по формуле

$$J_{ak} = \frac{1}{\pi g} \int_0^{l_{om}} \frac{dx}{r_a^2(x)},$$

где l_{om} – длина зоны распространения обратных течений; x – ос координата входного трубопровода, отсчитываемая от втулки шне вверх по потоку жидкости.

Известно [1,2,6], что интенсивность обратных течений зав от расхода через насос и входного давления (в определенном ди зоне его изменения). Зависимость радиуса активного потока от эффициента расхода φ можно рассчитать по формулам, предложенн в работе [5]. Введенный в работе [5] коэффициент расхода

$$\varphi = \frac{q}{q_{om}}.$$

Зависимость радиуса активного потока r_a от входного давл p_1 можно рассчитать с помощью полученной в работе [6] эмпирич зависимости, где в качестве параметра, характеризующего инте ность обратных течений, использовалась величина повышения Δp_k

тического давления p_R на периферии трубопровода вблизи входных кромок лопастей шнека по сравнению с давлением p_1 в невозмущенном потоке. Для рассматриваемых конструкций шнековых преднасосов эта зависимость имеет вид:

$$f(k,\varphi)=\frac{\Delta p_R(k,\varphi)}{\Delta p_R(k_{кр},\varphi)}=\begin{cases}0{,}84\,\tilde{k}+0{,}16 & \text{при } k<k_{кр},\\ 1{,}0 & \text{при } k\geq k_{кр},\end{cases} \qquad (8)$$

где

$$\tilde{k}=\frac{k-k_{ср\,II}(\varphi)}{k_{кр}(\varphi)-k_{ср\,II}(\varphi)},\quad k=\frac{2g(\bar{p}_1-p_п)}{\gamma w_1^2},$$

где $p_п$ – давление насыщенных паров жидкости; w_1 – относительная скорость жидкости при входе в межлопастные каналы шнека; $k_{ср\,II}$ – число кавитации, соответствующее срыву напора насоса по второму критическому режиму; $k_{кр}$ – число кавитации, соответствующее началу влияния кавитации в шнековом преднасосе на интенсивность обратных течений. Как отмечалось в работе [6], число кавитации $k_{кр}$ практически совпадает с числом кавитации $k_{ср.ш.1}$, соответствующим срыву напора шнекового преднасоса по первому критическому режиму, поэтому в данной статье вместо $k_{кр}$ использовались экспериментальные значения $k_{ср.ш.1}$ для каждого шнекового преднасоса.

Теоретическую зависимость параметра Δp_R от коэффициента расхода φ при $k > k_{ср}$, полученную в работе [7], можно представить в виде.

$$\Delta p_R(\varphi)=\Delta p_{R\,max}(1-\varphi). \qquad (9)$$

Предполагая, что уменьшение входного давления (при $k < k_{кр}$) влияет на интенсивность обратных течений так же, как и увеличение коэффициента расхода φ, из соотношений (8) и (9) получаем следующую формулу для определения эффективного коэффициента расхода $\varphi_э$:

$$\varphi_э=1-f(k,\varphi)(1-\varphi), \qquad (10)$$

до которому можно рассчитать все параметры течения при заданном входном давлении p_1, в том числе и радиус активного потока r_a.

Предложенные в работе [8] уравнения позволяют определить длину зоны распространения обратных течений $l_{от}$, а также измен ние радиуса активного потока $r_д(z)$ по длине входного трубопро в зависимости от коэффициента расхода φ и числа кавитации k пр использовании соотношений (8) и (10), а следовательно, рассчит по формуле (6) зависимость параметра инерционности активного п тока жидкости $J_{ак}(k, \varphi)$.

С учетом инерционности активного потока жидкости $J_{ак}$ сумм ная инерционность жидкости во входном трубопроводе

$$J_{1\Sigma}(k, \varphi) = J_1 - J_{от}(k, \varphi) + J_{ак}(k, \varphi),$$

где

$$J_1 = \frac{l_{тр}}{g\pi R^2_{тр}}, \quad J_{от}(k,\varphi) = \frac{l_{от}(k, \varphi)}{g\pi R^2_{тр}}.$$

В этом случае отношение частот колебаний для различных зн чений J рассчитывается по формуле

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \sqrt{\frac{J_2 - J_{от} + J_{ак}}{J_1 - J_{от} + J_{ак}}}.$$

На рис.1 (кривая 2) представлена расчетная (с учетом инер онности активного потока жидкости $J_{ак}$) зависимость отношения тот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ от давления $\bar{p}_1$ на входе в насос, полученная формуле (12). Из сопоставления теоретических с учетом $J_{ак}$ и эк риментальных результатов следует, что учет инерционности акти потока жидкости в зоне существования обратных течений на входе насос позволил не только дать качественное теоретическое объя ние зависимости отношения частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ от входного дав ния, но и получить удовлетворительное количественное согласов Например, при $\bar{p}_1 > 0{,}4$ МПа, когда входное давление еще не влияе интенсивность обратных течений, а следовательно, и на парамет $J_{ак}$, экспериментальное и расчетное с учетом $J_{ак}$ значения отно частот колебаний $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ составляют соответственно 1,67 и 1,72.

Увеличение как расчетного, так и экспериментального отно $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ (при $J_2 > J_1$) с уменьшением входного давления $\bar{p}_1$ (при $\bar{p}_1 < \sim 0$

+ 0,40 МПа) объясняется уменьшением интенсивности обратных течений, а следовательно, и параметра J_{ak}.

Если параметр J_{ak} соизмерим с параметром инерционности питающей магистрали, то при определении параметра упругости кавитационных каверн β_1 на режимах с интенсивными обратными течениями ($\varphi < 0,7$), его необходимо учитывать и пользоваться формулой

$$\beta_1 = -\omega^2 \gamma (J - J_{0m} + J_{ak}). \qquad (13)$$

Поскольку ранее в работах [3,4] для режимов с обратными течениями параметр упругости кавитационных каверн β_1 рассчитывался по формуле (1), т.е. без учета J_{ak}, в настоящей статье параметр β_1 определялся с учетом влияния инерционности активного потока жидкости J_{ak} по формуле (13). Кроме того, в качестве параметра, характеризующего режим работы насоса, в данной статье принят не параметр режима q, как это было сделано в работах [3,4], а коэффициент расхода φ.

Экспериментально-расчетные зависимости параметра упругости кавитационных каверн от входного давления на режимах с интенсивными обратными течениями были определены по экспериментальным значениям частот кавитационных автоколебаний с помощью формулы (13) для девяти осевых шнековых преднасосов, у которых значения угла установки лопасти $\beta_л$, наружного $R_н$ и внутреннего $r_в$ радиусов находились в пределах $\beta_л = 6^0 26' \div 18^0$, $R_н = 0,028 \div 0,060$ м, $r_в = 0,0130 \div 0,0315$ м.

С целью обобщения зависимостей параметра упругости кавитационных каверн от входного давления для различных шнеков и режимов работы использовалась введенная в работах [3,4] безразмерная относительная упругость

$$\tilde{\beta}_1 = \beta_1 \frac{2,3 S (R_н^2 - r_в^2)}{\frac{\gamma W_1^2}{2g}}, \qquad (14)$$

где S – шаг винтовой линии шнека; W_1 – относительная скорость жидкости на входе в шнек.

На рис.2 представлены зависимости относительной упругости кавитационных каверн $\tilde{\beta}_1$ от числа кавитации k^* для различных значений коэффициента расхода ($\diamond - \varphi \approx 0,97$; $+ - \varphi \approx 0,80$; $\circ, \triangle, \square - \varphi \approx 0,68$;

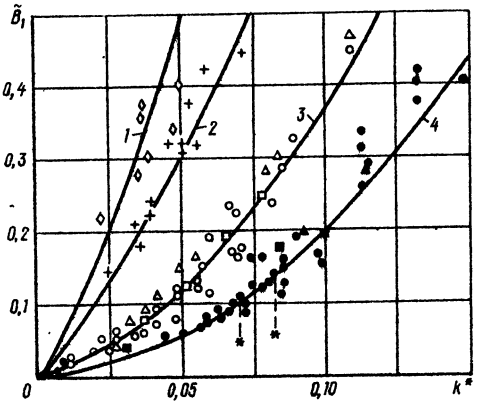


Рис.2.

●, ▲, ■ – $\varphi \approx 0{,}44$), где особо обозначены значения $\tilde{B}_1$, получен
по результатам испытаний шнеков с углами установки лопастей: ,
$= 14^0$ – ▲; ▲; $\beta_л = 18^0$ – □, ■. Число кавитации k^*, как и в ра
тах [3,4], определялось с учетом экспериментальных значений в
ных давлений, соответствующих кавитационному срыву напора нас
по второму критическому режиму

$$k^* = \frac{\bar{p}_1 - p_{1\,cp.\,н}}{\frac{\gamma w_1^2}{2g}} .$$

Для коэффициентов расхода $\varphi \geq 0{,}80$, когда интенсивность обратн
течений мала, параметр $\tilde{B}_1$ определялся, как и в работах [3,4],
формуле (3), а для коэффициентов расхода $\varphi < 0{,}8$ параметр $\tilde{B}_1$ о
делялся по формуле (13). Необходимо отметить, что значения па
метра $\tilde{B}_1$ определялись по результатам испытаний шнеко-центробе
насосов при $\varphi = const$ для различных значений параметра инерцио
ти питающей магистрали в диапазоне $J = (0{,}8 \cdot 10^{-3} \div 5{,}93 \cdot 10^{-3})$

Из представленных на рис.2 результатов следует, что испо
вание в качестве параметра, характеризующего режим работы нас
коэффициента расхода φ с учетом инерционности активного поток
кости J_{ak} для режимов с интенсивными обратными течениями на в
в насос ($\varphi < 0{,}7$) позволило обобщить зависимость упругости ка

...каверн от входного давления (при $\varphi = const$) для шнеков с углами установки лопастей $\beta_л$, равными 14 и 18°. Отметим, что при использовании параметра режима q и без учета J_{ak} в работах [3,4] не удалось обобщить одной зависимостью $\tilde{\beta}_1(k^*)$ при $q = const$ результаты экспериментально-расчетного определения упругости кавитационных каверн для шнеков с углами установки лопастей $\beta_л = 14°$ и $\beta_л = 18°$. С увеличением угла установки лопасти $\beta_л$ уменьшается (при $\frac{Q}{n} = const$) не только параметр режима q, но и параметр $q_{отр}$, при котором возникают обратные течения [2], следовательно, их интенсивность должна характеризоваться коэффициентом расхода φ, учитывающим изменение этих двух параметров. На режимах с интенсивными обратными течениями ($\varphi < 0,7$) суммарный объем кавитационных каверн в проточной части насоса и их упругость определяются в основном размерами каверн в обратных течениях [4], а следовательно, их интенсивностью. Поэтому при использовании коэффициента расхода φ удалось обобщить одной зависимостью $\tilde{\beta}_1(k^*)$ результаты испытаний шнеков в более широком диапазоне изменения углов установки лопасти, чем в работах [3,4].

На рис.2 звездочками показаны значения параметра $\tilde{\beta}_1$, полученные по формуле (I), т.е. без учета инерционности активного потока жидкости J_{ak} в зоне существования обратных течений для параметра инерционности питающей магистрали, равного $J = 0,8 \cdot 10^{-3}$ с^2/см^2. Для значений параметров φ и k^*, имевших место в эксперименте, величина J_{ak} составляет $J_{ak} = (1,8 + 2,0) \cdot 10^{-3}$ с^2/см^2, т.е. значительно превышает величину инерционности питающей магистрали. Из приведенных на рис.2 результатов следует, что в рассматриваемом случае расчетное значение частоты ω собственных колебаний жидкости в питающей магистрали, определенное без учета параметра J_{ak}, может превышать экспериментальное приблизительно на 60%. В то же время параметр $\tilde{\beta}_1$, определенный по формуле (I3) с учетом J_{ak} для $J = 0,8 \cdot 10^{-3}$ с^2/см^2, хорошо согласуется с результатами его определения для значений инерционности питающей магистрали, при которых влияние J_{ak} на величину $\tilde{\beta}_1$ значительно слабее, что свидетельствует о правильности методики расчета параметра J_{ak} и его учета при определении упругости кавитационных каверн.

Представленные на рис.2 экспериментально-расчетные зависимости $\tilde{\beta}_1(k^*, \varphi)$ можно аппроксимировать следующей формулой:

$$\bar{B}_1 = -[a(\varphi)k^{*2} + b(\varphi)k^*],$$

где

$$a(\varphi) = 40\varphi,$$

$$b(\varphi) = \begin{cases} 18{,}5\,\varphi - 11{,}1 & \text{при } \varphi > 0{,}8, \\ 15{,}1\,\varphi^3 - 6{,}6\,\varphi^2 + 0{,}2 & \text{при } \varphi \le 0{,}8. \end{cases}$$

Кривые 1–4 на рис.2 получены в результате расчетов по ап проксимирующей формуле (15).

1. Чебаевский В.Ф., Петров В.И. Кавитационные характерис высокооборотных шнеко-центробежных насосов. – М.: Машинострое 1973. – 152 с.

2. Высокооборотные лопаточные насосы/ Под ред. Б.В.Овсян кова и В.Ф.Чебаевского. – М.: Машиностроение, 1975. – 336 с.

3. Пилипенко В.В. Экспериментально-расчетный способ опре ления упругости и объема кавитационных каверн в шнеко-центроб ных насосах. – Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт, 197 № 3, с.131–139.

4. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон М.С. Кавитаци ные автоколебания и динамика гидросистем. – М.: Машиностроени 1977. – 352 с.

5. Григорьев Ю.Е. Теоретическое определение поля скорост во входном трубопроводе шнеко-центробежного насоса при работе режимах с обратными течениями. – В кн.: Кавитационные автокол ния в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.II, с.12–23

6. Григорьев Ю.Е., Дрозд В.А. О влиянии степени развития витации в шнековом преднасосе на интенсивность обратных течен Космические исследования на Украине, 1977, № 11, с.47–50.

7. Григорьев Ю.Е. Теоретическое определение поля статиче давлений и границы существования кавитационной каверны перед ком при работе шнеко-центробежного насоса на режимах с обратн течениями. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных си мах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.II, с.23–32.

8. Григорьев Ю.Е. Расчетно-экспериментальное определение ема кавитационных каверн в зоне обратных течений. – См. насто сб., с.55–68

УДК 532.528:621.674

Ю.Е.Григорьев

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕМА КАВИТАЦИОННЫХ КАВЕРН В ЗОНЕ ОБРАТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

При исследовании динамических процессов в системе шнеко-центробежный насос - трубопроводы важно знать место расположения и размеры кавитационных каверн в широком диапазоне изменения входных давлений и расходов, включая режимы работы с интенсивными обратными течениями в питающей магистрали.

Установлено [1], что обратные течения оказывают существенное влияние на суммарный объем и упругость кавитационных каверн в проточной части насоса (в зоне обратных течений и в межлопастных каналах).

В настоящей статье предлагается расчетно-экспериментальный способ определения зависимостей объема кавитационных каверн в зоне обратных течений от давления и расхода жидкости на входе в шнеко-центробежный насос. В основу этого способа положено предположение, что объем каверн в зоне обратных течений $V_{кпш}$ при постоянном входном давлении p_1 (или числе кавитации k) пропорционален объему вихревой зоны $V_{от}$

$$V_{кпш} = \varkappa V_{от} . \qquad (1)$$

Объем вихревой зоны $V_{от}$ (рис.1) можно вычислить следующим образом:

$$V_{от} = \pi R^2 z_{от} - \pi \int_0^{z_{от}} r_a^2(z)\,dz , \qquad (2)$$

где r_a - радиус активного потока; R - радиус входного трубопровода; $z_{от}$ - длина зоны распространения обратных течений; z - осевая координата входного трубопровода, отсчитываемая от шнека вверх по потоку жидкости. Зависимость параметра r_a от числа кавитации k и коэффициента расхода φ может быть рассчитана способом, изложенным в работах [2,3].

Для определения длины зоны распространения обратных течений $z_{от}$ и зависимости $r_a(z)$ при заданном распределении скоростей вблизи шнека воспользуемся полученными в работе [4] уравнениями, свя-

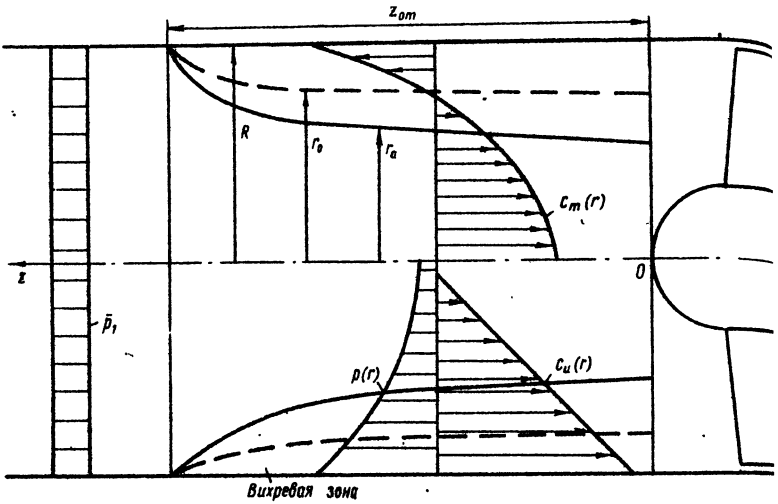


Рис.1.

зывающими касательное напряжение на стенке трубопровода с харак ристиками поля скоростей и статических давлений

$$\tau_{Rz} = \frac{\rho}{R}\int_0^R z\,\frac{\partial}{\partial z}\left(p + c_m^2\right)dr,$$

$$\tau_{R\theta} = \frac{\rho}{R^2}\int_0^R z^2\,\frac{\partial}{\partial z}\left(c_m c_u\right)dr,$$

где $\tau_{R\theta}$, τ_{Rz} – составляющие касательного напряжения на стенке т бопровода, действующие в направлениях θ, z; c_m, c_u – осевая и окружная составляющие скорости жидкости; ρ – плотность жидкости r – радиус; p – статическое давление.

Введем безразмерные переменные

$$\bar{r} = \frac{r}{R},\quad \bar{z} = \frac{z}{R},\quad \bar{c}_m = \frac{c_m}{\omega R},\quad \bar{c}_u = \frac{c_u}{\omega R},$$

где ω – частота вращения вала насоса, тогда уравнения (8) в б размерных переменных (4) принимают вид

$$\frac{\tau_{Rz}}{\rho(\omega R)^2} = \int_0^1 \bar{r}\,\frac{\partial}{\partial \bar{z}}\,(\bar{p} + \bar{c}_m^2)\,d\bar{r},$$

$$\frac{\tau_{R\theta}}{\rho(\omega R)^2} = \int_0^1 \bar{r}^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}}\,(\bar{c}_m \bar{c}_u)\,d\bar{r}. \qquad (5)$$

Результаты замеров полей окружных составляющих скорости в различных сечениях входного трубопровода, приведенные в работе [4], показывают, что с увеличением расстояния z вверх по потоку практически не изменяются ни характер распределения окружной составляющей скорости c_u, ни радиус r_N, на котором $c_u = 0$. Кроме того, как было экспериментально установлено в работах [4,5], отношение α осевой $\bar{c}_{mR}$ к окружной $\bar{c}_{uR}$ составляющей скорости на периферии трубы (с наружной стороны пограничного слоя) сохраняется постоянным не только для всех режимов работы насоса с обратными течениями, но и вдоль стенки входного трубопровода в зоне их существования. Следовательно, распределение осевых и окружных составляющих скорости на любом расстоянии z от втулки шнека при $z < z_{0m}$ может быть описано выражениями [2]:

$$\bar{c}_m(\bar{r},\bar{z}) = \bar{c}_{mp0}(1-\bar{r}^n) + \bar{c}_{md0}(\bar{z})(1-\bar{r}^m) - \alpha\bar{c}_{uR}(\bar{z})\left(\frac{\bar{r}-\bar{r}_N}{1-\bar{r}_N}\right)^2, \qquad (6)$$

$$\bar{c}_u(\bar{r},\bar{z}) = \bar{c}_{uR}(\bar{z})\,\frac{\bar{r}-\bar{r}_N}{1-\bar{r}_N}, \qquad \text{при} \qquad \bar{r}_N \le \bar{r} \le 1;$$

$$\bar{c}_m(\bar{r},\bar{z}) = \bar{c}_{mp0}(1-\bar{r}^n) + \bar{c}_{md0}(\bar{z})(1-\bar{r}^m), \qquad (7)$$

$$\bar{c}_u(\bar{r},\bar{z}) = 0 \qquad \text{при} \qquad 0 \le \bar{r} \le \bar{r}_N,$$

где

$$\bar{c}_{md0}(\bar{z}) = \frac{\alpha(m+2)(3-5\bar{r}_N+\bar{r}_N^2+\bar{r}_N^3)}{6m(1-\bar{r}_N)}\,\bar{c}_{uR}(z). \qquad (8)$$

В выражениях (6)–(8) только величина окружной составляющей скорости на периферии трубопровода $\bar{c}_{uR}(z)$ является функцией координаты $\bar{z}$. Подставляя выражения для распределений составляющих ско-

рости (6) во второе уравнение (5) и выполняя интегрирование с учетом формулы (8), окончательно получаем

$$\frac{\tau_{R\theta}}{\rho(\omega R)^2} = 2\varphi_1 \bar{c}_{uRx}(\bar{x}) \frac{d\bar{c}_{uRx}(\bar{x})}{d\bar{x}} + \varphi_2 \frac{d\bar{c}_{uRx}(\bar{x})}{d\bar{x}}, \quad (9)$$

где

$$\varphi_1 = \frac{\alpha(m+2)(3-5\bar{r}_N+\bar{r}_N^2+\bar{r}_N^3)}{6m(1-\bar{r}_N)^2}\left(\frac{1-\bar{r}_N^4}{4} - \frac{1-\bar{r}_N^{m+4}}{m+4} - \bar{r}_N\frac{1-\bar{r}_N^3}{3} + \right.$$

$$\left. + \bar{r}_N\frac{1-\bar{r}_N^{m+3}}{m+3}\right) - \frac{\alpha}{(1-\bar{r}_N)^3}\left(\frac{1-\bar{r}_N^6}{6} - 3\bar{r}_N\frac{1-\bar{r}_N^5}{5} + 3\bar{r}_N^2\frac{1-\bar{r}_N^4}{4} - \bar{r}_N^3\frac{1-\bar{r}_N^3}{3}\right)$$

$$\varphi_2 = \frac{\bar{c}_{mp\theta}}{1-\bar{r}_N}\left(\frac{1-\bar{r}_N^4}{4} - \frac{1-\bar{r}_N^{n+4}}{n+4} - \bar{r}_N\frac{1-\bar{r}_N^3}{3} + \bar{r}_N\frac{1-\bar{r}_N^{n+3}}{n+3}\right).$$

Однако касательное напряжение на стенке трубопровода может быть выражено через вязкость жидкости, толщину пограничного сло скорость жидкости с наружной стороны пограничного слоя и другие параметры, характеризующие физические свойства жидкости и состо ние поверхности стенок трубопровода, например шероховатость. В с чае турбулентного пограничного слоя, согласно [6], можем записа для касательного напряжения τ_R следующее выражение:

$$\tau_R = \rho v_R^2 c_\theta \left(\frac{l}{k_x}\right)^{-1/7}, \quad (1$$

где v_R – абсолютная скорость жидкости на периферии трубопровода с наружной стороны пограничного слоя; l – расстояние вдоль стен трубопровода, измеряемое в направлении скорости v_R; k_x – шерох ватость поверхности трубопровода; c_θ – коэффициент пропорциона ности, определяемый с помощью экспериментальных данных.

Выражая касательное напряжение τ_R через составляющую $\tau_{R\theta}$ скорость v_R через окружную составляющую c_{uR}, а расстояние l чер координату x с помощью соотношений

$$\tau_R = (1+\alpha^2)\tau_{R\theta}, \qquad v_R^2 = (1+\alpha^2)c_{uR}^2, \qquad l = x\frac{(1+\alpha^2)^{1/2}}{\alpha},$$

и переходя в выражении (10) к безразмерным переменным (4), получаем

$$\frac{\tau_{R\theta}}{\rho(\omega R)^2} = c_\theta \bar{c}^2_{uR}(\bar{x})\left(\frac{\alpha\varepsilon}{\bar{x}\sqrt{1+\alpha^2}}\right)^{1/7}, \qquad (11)$$

где $\varepsilon = \frac{k_z}{R}$ – относительная шероховатость поверхности трубопровода. Приравнивая правые части выражений (9), (11), получаем

$$2\varphi_1 \bar{c}_{ux} \frac{d\bar{c}_{ux}}{d\bar{x}} + \varphi_2 \frac{d\bar{c}_{ux}}{d\bar{x}} = c_\theta \left(\frac{\alpha\varepsilon}{\bar{x}\sqrt{1+\alpha^2}}\right)^{1/7} \bar{c}^2_{ux}. \qquad (12)$$

Интегрируя уравнение (12) от нуля до $\bar{x}$, получаем следующее трансцендентное уравнение для расчета изменения окружной составляющей скорости $\bar{c}_{ux}$ по длине входного трубопровода:

$$\bar{c}_{ux} = \bar{c}_{ux0} \exp\left[\frac{\varphi_2}{2\varphi_1}\left(\frac{1}{\bar{c}_{ux}} - \frac{1}{\bar{c}_{ux0}}\right) + \frac{7 c_\theta (\alpha\varepsilon)^{1/7} \bar{x}^{6/7}}{12\varphi_1 (1+\alpha^2)^{1/14}}\right], \qquad (13)$$

где $\bar{c}_{ux0} = \bar{c}_{ux}(\bar{x})$ при $\bar{x} = 0$.

Для определения коэффициента c_θ необходимо воспользоваться опытными данными. Обозначим через $x_{0,5}$ расстояние, на котором окружная составляющая скорости $\bar{c}_{ux}$ уменьшается в 2 раза по сравнению с ее величиной $\bar{c}_{ux0}$ при $\bar{x} = 0$, т.е.

$$\bar{c}_{ux}(\varphi, k, x)\Big|_{\bar{x}=\bar{x}_{0,5}} = \frac{1}{2}\bar{c}_{ux0}(\varphi, k, \bar{x})\Big|_{\bar{x}=0}. \qquad (14)$$

Используя условие (14), из уравнения (13) для коэффициента c_θ получаем выражение

$$c_\theta = \frac{-12\varphi_1(1+\alpha^2)^{1/14}}{7(\alpha\varepsilon)^{1/7}\bar{x}_{0,5}^{6/7}}\left(\ln 2 + \frac{\varphi_2}{2\varphi_1}\right). \qquad (15)$$

В работе [4] экспериментально установлено, что при нулев расходе жидкости через насос, когда длина $\bar{z}_{от}$ максимальна, ра стояние $\bar{z}_{0,5} = 4{,}8$. Тогда при $\alpha = 0{,}325$ [4,5] и $\varepsilon = 0{,}002$ [4] формуле (15) коэффициент $c_\theta = 0{,}0211$.

Найдем в общем виде формулу для определения длины $\bar{z}_{от}$ зо распространения обратных течений во входном трубопроводе насос Для этого перепишем уравнение (13) в виде

$$\frac{\bar{c}_{ИКХ}}{\bar{c}_{ИКО}} \exp\left[\frac{\Phi_2}{2\Phi_1}\left(\frac{1}{\bar{c}_{ИКО}} - \frac{1}{\bar{c}_{ИКХ}}\right)\right] = \exp\left[\frac{7c_\theta(\alpha\varepsilon)^{1/7}\bar{z}^{6/7}}{12\Phi_1(1+\alpha^2)^{1/14}}\right].$$

Определяя, аналогично тому, как это было сделано в работе [5], минимум функции

$$y = \frac{\bar{c}_{ИКХ}}{\bar{c}_{ИКО}} \exp\left[\frac{\Phi_2}{2\Phi_1}\left(\frac{1}{\bar{c}_{ИКО}} - \frac{1}{\bar{c}_{ИКХ}}\right)\right],$$

получаем, что обратные течения заканчиваются в сечении, где

$$\bar{c}'_{ИКО} = \bar{c}_{ИКХ}(\bar{z})\Big|_{\bar{z}=\bar{z}_{от}} = -\frac{\Phi_2}{2\Phi_1}.$$

Подставляя соотношение (17) в уравнение (13), получаем д определения расстояния $\bar{z}_{от}$ следующую формулу:

$$\bar{z}_{от} = \left\{\frac{12\Phi_1(1+\alpha^2)^{1/14}}{7c_\theta(\alpha\varepsilon)^{1/7}}\left[1 + \ln\left(-\frac{\Phi_2}{2\Phi_1\bar{c}_{ИКО}}\right) + \frac{\Phi_2}{2\Phi_1\bar{c}_{ИКО}}\right]\right\}^{7/6}.$$

Используя приведенные в работах [4,5] экспериментальные висимости длины $\bar{z}_{от}$ зоны распространения обратных течений от метров режима работы насоса, с помощью формулы (18) можно пол зависимость коэффициента c_θ от коэффициента расхода φ.

Полученная экспериментальная зависимость для двух сущест отличающихся друг от друга значений шага шнека ($s = 0{,}016$ м и $= 0{,}048$ м) может быть аппроксимирована формулой

$$c_\theta = 0{,}0269\,\varphi^2 - 0{,}0323\,\varphi + 0{,}0211.$$

Уравнение (18) совместно с формулой (19) для определения коэффициента c_φ позволяет рассчитать уменьшение величины окружной составляющей скорости $\bar{c}_{u\bar{x}}$ с увеличением расстояния $\bar{x}$ вверх по потоку жидкости во входном трубопроводе насоса. На рис.2 представлены результаты расчетов затухания величины окружной составляющей скорости $\bar{c}_{u\bar{x}}(\bar{x})$ на периферии трубы, отнесенной к величине закрутки потока в начальном сечении ($\bar{x} = 0$). Полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными работы [4] (◇ – $\varphi = 0{,}80$; △ – $\varphi = 0{,}61$; □ – $\varphi = 0{,}43$; ○ – $\varphi = 0{,}21$; ✳ – $\varphi = 0$).

Таким образом, полученные уравнения позволяют рассчитать длину зоны распространения обратных течений во входном трубопроводе и уменьшение величины окружной составляющей скорости, а следовательно, получить с помощью распределений (6), (7) и приведенной в работе [2] формулы для определения радиуса активного потока r_a искомую зависимость $r_a(x)$.

В безразмерных переменных (4) выражение (2) принимает вид

$$\bar{V}_{от} = \frac{V_{от}}{\pi R^3} = \bar{x}_{от} - \int_0^{\bar{x}_{от}} \bar{r}_a^2(\bar{x})\,d\bar{x} . \qquad (20)$$

На рис.3 предоставлены результаты расчетов зависимости безразмерного объема вихревой зоны $\bar{V}_{от}$ от числа кавитации k для различных значений коэффициента расхода φ (1 – $\varphi = 0{,}2$; 2 – $\varphi = 0{,}4$; 3 – $\varphi = 0{,}6$; 4 – $\varphi = 0{,}8$). Штриховая линия на рис.3 – число кавитации $k_{кр}$, соответствующее началу влияния кавитации в межлопастных каналах шнека на интенсивность обратных течений [7]. Как отмечалось в работе [7], критическое число кавитации $k_{кр}$, практически совпадает с числом кавитации $k_{срI}$, соответствующим кавитационному срыву напора шнека по первому критическому режиму.

Из рис.3 следует, что при $k > k_{кр}$ объем вихревой зоны $\bar{V}_{от}$ не зависит от числа кавитации k, а при $k < k_{кр}$ уменьшается до нуля с уменьшением числа кавитации – до значения $k_{ср\,г}$, соответствующего возникновению кавитации, до значения $k_{ср\,\bar{г}}$, соответствующего кавитационному срыву напора насоса, суммарный объем каверн в его проточной части $V_{к\Sigma}$ увеличивается. Следовательно, коэф-

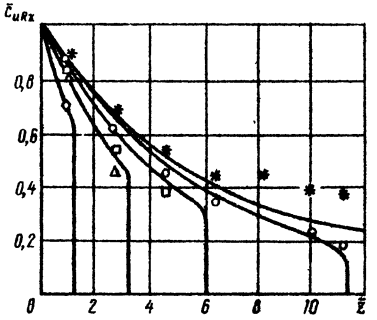


Рис.2.

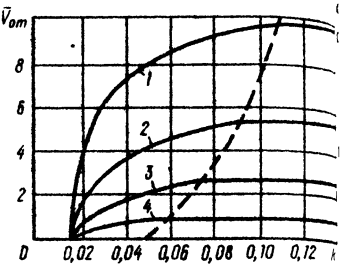


Рис.3.

фициент пропорциональности $\varkappa$ в уравнении (1) должен зависеть о числа кавитации k.

Для определения зависимости $\varkappa(k)$ воспользуемся тем экспер ментальным фактом, что частота кавитационных автоколебаний f различных шнеко-центробежных насосов практически линейно зави от числа кавитации k [1]. Для частот кавитационных автоколеба при которых $f < c/12\,l$ (c – скорость звука в сжимаемой жидкости, ходящейся в питающей магистрали длиной l с упругими стенками) жем записать [1]:

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{-\frac{\partial \bar{P}_1}{\partial \bar{V}_{k\Sigma}}\,\frac{1}{\gamma J}}\,,$$

где J – параметр инерционности питающей магистрали; γ – удель вес жидкости.

Условие $f < c/12\,l$ выполнялось для всех частот кавитационны токолебаний, когда наблюдалась прямо пропорциональная зависим $f(k)$. Тогда из формулы (21) следует, что суммарный объем кави онных каверн $V_{k\Sigma}$ обратно пропорционален входному давлению p_1 лу кавитации k). Величину объема каверн в зоне обратных течен $V_{кощ}$ можно определить следующим образом:

$$V_{кощ} = V_{k\Sigma} - V_{кш}\,.$$

Поскольку объем каверн в межлопастных каналах насоса $V_{кш}$ обра

пропорционален числу кавитации k [1], из формулы (22) следует, что объем каверн в зоне обратных течений $V_{кпш}$ также обратно пропорционален числу кавитации k.

В работе [8] установлено, что кавитационные каверны в обратных течениях имеют вихревую природу. По-видимому, они возникают в центре макровихрей, существующих на границе прямого и обратного потоков жидкости. Известно также [9], что статическое давление p в вихревой зоне может быть значительно выше, чем давление p_1 в невозмущенном потоке. Кроме того, оно переменно как по радиусу r, так и по длине x вихревой зоны.

Поскольку кавитационные каверны в зоне обратных течений распределены по всему объему вихревой зоны, их объем $V_{кпш}$ должен определяться (при прочих равных условиях) уже не числом кавитации, а уровнем энергии статического давления жидкости во всем объеме вихревой зоны, т.е. величиной

$$A = 2\pi \int_0^{x_{отр}} \int_{r_д(x)}^{R} r p(r, x)\, dr\, dx . \qquad (23)$$

Согласно работе [10] и формулам (6), (7), распределение статического давления $p(r, x)$ в вихревой зоне может быть описано следующими уравнениями:

$$p(r, x) = p_{бх} + \rho \frac{(\omega R)^2}{2} \left[\bar{c}^2_{бх} - \bar{c}_m(\bar{r}, \bar{x}) \left| \bar{c}_m(\bar{r}, \bar{x}) \right| + \Delta\bar{p}_1(\bar{r}, \bar{x}) - \Delta\bar{p}_2(\bar{r}, \bar{x}) \right], \qquad (24)$$

в

$$\Delta\bar{p}_1 = \frac{\bar{c}^2_{ихх}(\bar{x})}{(1 - \bar{r}_N)^2} \left(\bar{r}^2 - 4\bar{r}\bar{r}_N + 3\bar{r}_N^2 + 2\bar{r}_N^2 \ln \frac{\bar{r}}{\bar{r}_N} \right), \qquad (25)$$

$$\Delta\bar{p}_2 = (k_1\bar{r} + k_2) \frac{\bar{c}^2_{ихх}(\bar{x})}{(1 - \bar{r}_N)^2} \left(\frac{1}{2} + \frac{\bar{r}_N^4}{6} + 2\bar{r}_N^2 - \frac{8\bar{r}_N}{3} - 2\bar{r}_N^2 \ln \bar{r}_N \right). \qquad (26)$$

Подставляя уравнение (24) в формулу (23) и переходя к безразмерным переменным (4), получаем

$$\bar{A} = \frac{A}{\pi R^3 \rho \frac{(\omega R)^2}{2}} = \bar{A}_{p_{6x}} + \bar{A}_{c_{6x}} - \bar{A}_{c_m} + \bar{A}_{\Delta p_1} - \bar{A}_{\Delta p_2}, \qquad (27)$$

где

$$\bar{A}_{p_{6x}} = 2 \int_0^{\bar{z}_{om}} \int_{\bar{r}_a(\bar{z})}^{1} \bar{r}\, \bar{p}_{6x}\, d\bar{r}\, d\bar{z}, \qquad (28)$$

$$\bar{A}_{c_{6x}} = 2 \int_0^{\bar{z}_{om}} \int_{\bar{r}_a(z)}^{1} \bar{r}\, \bar{c}_{6x}^2\, d\bar{r}\, d\bar{z}, \qquad (29)$$

$$\bar{A}_{c_m} = 2 \int_0^{\bar{z}_{om}} \int_{\bar{r}_a(z)}^{1} \bar{r} \bar{c}_m(\bar{r}, \bar{z}) / \bar{c}_m(\bar{r}, \bar{z}) / d\bar{r}\, d\bar{z}, \qquad (30)$$

$$\bar{A}_{\Delta p_1} = 2 \int_0^{\bar{z}_{om}} \int_{\bar{r}_a(\bar{z})}^{1} \bar{r}\, \Delta \bar{p}_1(\bar{r}, \bar{z}) d\bar{r}\, d\bar{z}, \qquad (31)$$

$$\bar{A}_{\Delta p_2} = 2 \int_0^{\bar{z}_{om}} \int_{\bar{r}_a(\bar{z})}^{1} \bar{r}\, \Delta \bar{p}_2(\bar{r}, \bar{z}) d\bar{r}\, d\bar{z}. \qquad (32)$$

Результаты вычислений интегралов (29) и (30) показали, что величины $\bar{A}_{c_{6x}}$ и $\bar{A}_{c_m}$ во всем диапазоне изменения коэффициента расхода φ ($0 \leq \varphi \leq 1$) практически совпадают. Тогда, выполняя интегрирование по радиусу $\bar{r}$ в выражениях (28), (31), (32) с учетом распределений (25), (26), получаем из уравнения (27)

$$\bar{A} = \bar{A}_{p_{6x}} + \bar{A}_{\Delta p_1} - \bar{A}_{\Delta p_2}, \qquad (33)$$

где

$$\bar{A}_{p_{6x}} = \bar{p}_{6x} \left[\bar{z}_{om} - \int_0^{\bar{z}_{om}} \bar{r}_a^2(\bar{z}) d\bar{z} \right], \qquad (34)$$

$$\bar{A}_{\Delta p_1} = \frac{1}{(1-\bar{r}_N)^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{8\bar{r}_N}{3} + 3\bar{r}_N^2 - 2\bar{r}_N^2 \ln \bar{r}_N \right) \int_0^{\bar{z}_{om}} \bar{c}_{uR}^2(\bar{z}) d\bar{z} -$$

$$- \frac{\bar{r}_N^2 (3 - 2\ln \bar{r}_N)}{(1-\bar{r}_N)^2} \int_0^{\bar{z}_{om}} \bar{c}_{uR}^2(\bar{z})\, \bar{r}_a^2(\bar{z}) d\bar{z} + \frac{8\bar{r}_N}{3(1-\bar{r}_N)^2} \int_0^{\bar{z}_{om}} \bar{c}_{uR}^2(\bar{z}) \bar{r}_a^3(\bar{z}) d\bar{z} - \qquad (35)$$

$$-\frac{1}{2(1-\bar{r}_N)^2}\int_0^{\bar{x}_{от}}\bar{c}_{uR}^2(\bar{x})\bar{r}_a^4(\bar{x})d\bar{x}-\frac{2\bar{r}_N^2}{(1-\bar{r}_N)^2}\int_0^{\bar{x}_{от}}\bar{c}_{uR}^2(\bar{x})\bar{r}_a^2(\bar{x})\ln\bar{r}_a(\bar{x})d\bar{x},$$

$$\bar{A}_{вр_2}=\frac{1}{(1-\bar{r}_N)^2}\left(\frac{1}{2}+\frac{\bar{r}_N^4}{6}+2\bar{r}_N^2-\frac{8\bar{r}_N}{3}-2\bar{r}_N^2\ln\bar{r}_N\right)\left[\frac{2k_1+3k_2}{3}\int_0^{\bar{x}_{от}}\bar{c}_{uR}^2(\bar{x})d\bar{x}-\right.$$

$$\left.-k_2\int_0^{\bar{x}_{от}}\bar{c}_{uR}^2(\bar{x})\bar{r}_a^2(\bar{x})d\bar{x}-\frac{2k_1}{3}\int_0^{\bar{x}_{от}}\bar{c}_{uR}^2(\bar{x})\bar{r}_a^3(\bar{x})d\bar{x}\right]. \qquad (36)$$

Интегралы в выражениях (34)-(36) могут быть вычислены с помощью уравнений (13), (18), позволяющих рассчитать длину зоны распространения обратных течений $\bar{x}_{от}$, уменьшение величины окружной составляющей скорости жидкости на периферии трубы $\bar{c}_{uR}(z)$, а следовательно, изменение геометрических характеристик течения по длине входного трубопровода, в том числе радиуса активного потока $\bar{r}_a(\bar{x})$.

Из выражений (33)-(36) следует, что величина энергии статического давления в вихревой зоне $\bar{A}$ прямо пропорциональна безразмерному входному давлению $\bar{p}_{вх}$. Поскольку объем кавитационных каверн в зоне обратных течений $V_{кпш}$ обратно пропорционален числу кавитации k (безразмерному входному давлению $\bar{p}_{вх}$), коэффициент $\varkappa(k)$ в уравнении (1), устанавливающий эту зависимость, может быть в общем случае представлен дробно-линейной функцией

$$\varkappa[A(k)]=\frac{a_1\bar{A}(k)+b_1}{a_2\bar{A}(k)+1}, \qquad (37)$$

где a_1, a_2, b_1 – неизвестные коэффициенты.

Коэффициент b_1 определим из условия

$$V_{кпш}=0 \quad \text{при} \quad k=k_6(\varphi). \qquad (38)$$

Тогда из уравнений (1), (37) и условия (38) следует

$$b_1=-a_1\bar{A}(k)\Big|_{k=k_6(\varphi)}=-a_1\bar{A}_6. \qquad (39)$$

Подставляя выражение (39) в уравнение (37), получаем

$$\varkappa=\frac{a_1(\bar{A}-\bar{A}_6)}{a_2\bar{A}+1}. \qquad (40)$$

Коэффициенты a_1 и a_2 в уравнении (40) определим из условия

$$\varkappa = \varkappa_э \quad \text{при} \quad k = k_{кр}(\varphi),$$

а вершина гиперболы $\varkappa(\bar{A})$, описываемой уравнением (37), располо
на на оси ординат, т.е.

$$\bar{A}_{верш} = \frac{1 \pm \sqrt{a_1(1 + a_2 \bar{A}_в)}}{a_2} = 0. \qquad (4$$

Из уравнения (40) с помощью условия (41) получаем

$$\varkappa_э = \frac{a_1(\bar{A}_{кр} - \bar{A}_в)}{a_2 \bar{A}_{кр} + 1}, \quad \text{где} \quad \bar{A}_{кр} = \bar{A}(k)\Big/_{k = k_{кр}(\varphi)}. \qquad (4$$

Отметим, что величина отношения $\varkappa_э = const$ может определять
с помощью экспериментальных данных при любом коэффициенте расх
$\varphi < 1$, но при $k = k_{кр}$, когда интенсивность обратных течений еще не
зависит от степени развития кавитации в межлопастных каналах на
соса, а объем кавитационных каверн в зоне обратных течений уже
достаточно велик.

Решая совместно уравнения (42) и (43), для коэффициентов a_1
и a_2 получаем следующие формулы:

$$a_1 = -\frac{1}{1 + a_2 \bar{A}_в},$$

$$a_2 = \frac{-(\bar{A}_в + \bar{A}_{кр}) + \sqrt{(\bar{A}_в + \bar{A}_{кр})^2 - 4\bar{A}_в \bar{A}_{кр}\left[1 + (\bar{A}_{кр} - \bar{A}_в)/\varkappa_э\right]}}{2\bar{A}_в \bar{A}_{кр}}. \qquad (4$$

Подставляя уравнение (40) в соотношение (1), получаем фор
лу для определения объема кавитационных каверн в зоне обратных
течений

$$V_{кпш}(k,\varphi) = \frac{a_1(\varphi)\left[\bar{A}(k,\varphi) - \bar{A}_в(\varphi)\right]}{a_2(\varphi)\bar{A}(k,\varphi) + 1} V_{от}(k,\varphi), \qquad (4$$

где объем вихревой зоны $V_{от}$ зависит от числа кавитации k толь
при $k < k_{кр}$. Формула (45) может использоваться для определения о

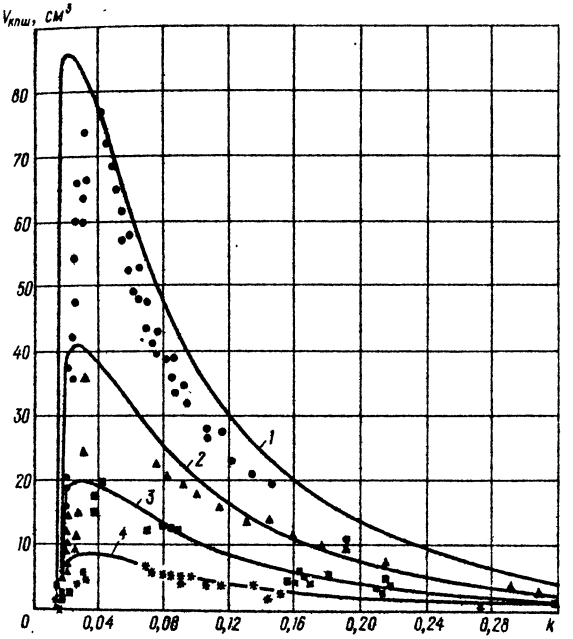


Рис.4.

ема кавитационных каверн в зоне обратных течений только при $0,15 \leq \varphi < 1$, так как теоретическй при $\varphi \to 0$ объем вихревой зоны $V_{от} \to \infty$.

На рис.4.представлены результаты расчетов зависимостей объема кавитационных каверн в зоне обратных течений $V_{кпш}$ от числа кавитации k для различных значений коэффициента расхода φ ($\bullet - \varphi = 0,155$; $\blacktriangle - \varphi = 0,311$; $\blacksquare - \varphi = 0,466$; $* - \varphi = 0,621$).

Величина коэффициента $x_э$ в данном случае определялась при $k = k_{кр}$ для $\varphi = 0,466$ с использованием предложенного в работе [1] экспериментально-расчетного способа определения суммарного объема кавитационных каверн $V_{k\Sigma}$. При этом для определения величины объема каверн в зоне обратных течений перед шнеком $V_{кпш}$ использовалось соотношение (22), где значение объема каверн в межлопастных каналах $V_{кш}$ рассчитывалось по методике, изложенной в работе [1]. Как видно из приведенных на рис.4 результатов, расчетные кривые удов-

летворительно согласуются с экспериментальными значениями об кавитационных каверн в зоне обратных течений, определенными с собом, предложенным в работе [11].

1. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон М.С. Кавитаци ные автоколебания и динамика гидросистем. – М.: Машиностроени 1977. – 352 с.
2. Григорьев Ю.Е. Теоретическое определение поля скорост во входном трубопроводе шнеко-центробежного насоса при работе режимах с обратными течениями. – В кн.: Кавитационные автокол ния в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.П, с.12-23
3. Григорьев Ю.Е., Пилипенко В.В. Экспериментально-расче определение упругости кавитационных каверн в шнеко-центробежн насосах на режимах с обратными течениями. – См.настоящий сб., с.37-46.
4. Murakami M., Heye N. Swirling flow in suction pipe of trifugal pumps. – Bull.JSME, 1966, 9, N 34, p. 328-360.
5. Высокооборотные лопаточные насосы/ Под ред. Б.В.Овсян кова и В.Ф.Чебаевского. – М.: Машиностроение, 1975. – 336 с.
6. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука 1970. – 904 с.
7. Григорьев Ю.Е., Дрозд В.А. О влиянии степени развития витации в шнековом преднасосе на интенсивность обратных течен Космические исследования на Украине, 1977, вып.11, с.47-50.
8. Кинелев В.Г., Васильев О.Н., Курочкин С.Н. Физическая дель кавитирующего шнеко-центробежного насоса, работающего в ком диапазоне режимов по расходу. – В кн.: Кавитационные авто лебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.I, с.I
9. Чебаевский В.Ф., Петров В.И. Кавитационные характерис высокооборотных шнеко-центробежных насосов. – М.: Машинострое 1973. – 152 с.
10. Григорьев Ю.Е. Теоретическое определение поля статиче давлений и границы существования кавитационной каверны перед ком при работе шнеко-центробежного насоса на режимах с обратн течениями. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных си мах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.П, с.23-32.
11. Грабовская Т.А. К вопросу об условном разделении сумм го объема каверн в проточной части шнеко-центробежного насоса См.настоящий сб., с.75-88.

УДК 532.528:621.674

Н.С.Ершов

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ОБРАТНЫХ ТОКОВ ПЕРЕД ШНЕКОМ ОТ СТЕПЕНИ РАЗВИТИЯ КАВИТАЦИИ

Известно, что при снижении входного давления, начиная с о деленной степени развития скрытой кавитации, не оказывающей з ного влияния на энергетические параметры насоса, зона обратны ков уменьшается, вследствие чего уменьшается воздействие обра токов на активный поток. Зависимости параметров обратных токо

степени развития кавитации необходимы как для решения задачи об улучшении кавитационных характеристик, так и для количественного анализа модели кавитационных автоколебаний, обусловленных обратными токами (см. [1]).

Параметры потока во входном патрубке насоса, работающего с обратными токами на входе на бескавитационных режимах, измерялись с помощью насадков давления многими исследователями [2, 3], в том числе и автором [4]. Развитие кавитации приводит к изменению этих параметров. Работ, в которых делались попытки измерения параметров обратных токов на режимах работы насоса с развитой кавитацией, за исключением работы [5], где описаны результаты измерения скорости в центре активного потока при снятии кавитационных характеристик, не встречается.

Экспериментальное определение параметров потока на кавитационных режимах представляет сложную задачу. Несмотря на то что автором разработан насадок, который позволяет измерить скорости в случае возникновения кавитации на его поверхности [6], измерение полей скоростей и давлений в зоне обратных токов на режимах с развитой кавитацией практически невозможно, так как каверны существуют в самих обратных токах.

Для решения поставленной задачи было использовано обнаруженное экспериментально свойство обратных токов, которое состоит в том, что отклонение одного из параметров, характеризующего интенсивность обратных токов, от его значения на бескавитационном режиме, вызывает пропорциональное изменение всех других параметров.

Это свойство подтверждается характером кривых на рис. 1, где показано изменение длины обратных токов $\bar{l}_0 = \frac{l_{0T}}{R}$ и коэффициента повышения давления на периферии зоны обратных токов перед входными кромками

$$\xi_{пер} = \frac{2(p_{бх} - p_{пер})}{\rho u_{пер}^2 \, tg^2 \beta_{л.пер} (1 - \bar{d}^2)^2}$$

$u_{пер}$, $\beta_{л.пер}$ – окружная скорость и угол установки лопасти на периферии; $\bar{d} = \frac{d_{бт}}{D}$) при уменьшении кавитационного запаса $u_{бх}$.

Для количественного анализа условия устойчивости, вытекающего из модели кавитационных автоколебаний насосной системы, работающей с обратными токами [1], необходимы экспериментальные зависимости

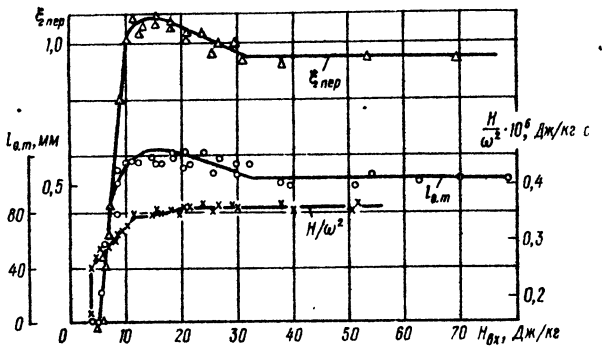


Рис.1.

$$\bar{l}_{от} = f_1(\bar{p}_{вх.п};\ m_{вх}) \quad \text{и} \quad \bar{d}^2 = f(\bar{p}_{вх.п};\ m_{вх}),$$

где
$$\bar{p}_{вх.п} = \frac{2(p_{вх} - p_п)}{\rho u^2_{пер}\ tg^2\beta_{л.пер}(1-\bar{d}^2)^2}.$$

В динамических процессах вследствие изменения объема м происходит рассогласование расходов во входной магистрали Q_1 в напорной Q_2. В зависимостях (I) под $m_{вх}$ понимается расход параметр.

$$m = \frac{Q}{F_{шн_2}\ u_{пер_2}\ tg\beta_{л.пер}(1-\bar{d}^2)},$$

определенный по геометрическим параметрам шнека $F_{шн.вх}$, $\beta_л$, $\bar{d}_{вх}$ во входной части. Вопрос, какой величиной расхода $Q_{вх}$ и определяются параметры обратных токов в динамике, в данной р не рассматривается.

Наиболее просто можно было бы определять изменение дли ратных токов в зависимости от входного давления по отклонен тей, наклеенных внутри прозрачного входного патрубка, от ос направления. Однако этот способ можно использовать только н насосах, у которых возможно установить прозрачный входной п бок, и только на тех режимах по расходу, на которых длина р странения обратных токов не превышает длину прозрачного пат

Поэтому в качестве измеряемого параметра было выбрано давление в центре активного потока p_{a_1} перед входными кромками шнека.

Измерения давления производились с помощью трубки с открытым концом, пропущенной через стенку входного патрубка перед входными кромками шнека. Так измерялось не статическое давление в потоке p_a, а величина, пропорциональная ему, p'_a. По характеру изменения этой величины можно судить об изменении статического давления.

По перепаду между входным давлением $p_{вх}$ и давлением p'_a, замеренным с помощью этой трубки, была рассчитана величина

$$\xi'_a = \frac{2(p_{вх} - p'_{a_1})}{\rho u^2_{пер} tg^2 \beta_{л.пер} (1 - \bar{a}^2)^2} .$$

На рис.2,а представлены кривые изменения этой величины в зависимости от расходного параметра $m_{вх}$ при различных значениях

$$\bar{p}_{вх.л} = \frac{2(p_{вх} - p_л)}{\rho u^2_{пер} tg^2 \beta_{л.пер} (1 - \bar{a}^2)} .$$

Там же нанесена кривая $\xi_{a_1 бк}$, рассчитанная по уравнению [7]:

$$\xi_{a_1 бк} = \frac{2(p_{вх} - p_{a_1})}{\rho u^2_{пер} tg^2 \beta_{л.пер} (1 - \bar{a}^2)^2} = m_{вх} \left[-2 + \frac{6 + 2\bar{r}_a^4}{3\bar{r}_a^2} + 2 \frac{(1 - \bar{r}_a^2)^2}{\bar{r}_a^4} \cdot \frac{tg^2 \alpha}{\beta(2\beta + 2)} \right], \quad (2)$$

где

$$tg\,\alpha = tg\,108^\circ = -3{,}078; \quad \beta = 0{,}57 + 0{,}43 \left(\frac{1 + \bar{r}_a^2}{1 - \bar{r}_a^2} \right)^2 .$$

Эта кривая характеризует зависимость действительного статического давления в центре активного потока от $m_{вх}$ на бескавитационных режимах. При этом $m_{вх}$ определялось по формуле [7]:

$$m_{вх} = 2 m_{вх.от} \bar{r}_a^2 ,$$

где $m_{вх.от} = 0{,}55$. Эта кривая была взята за основу для внесения поправки в результаты измерения трубкой.

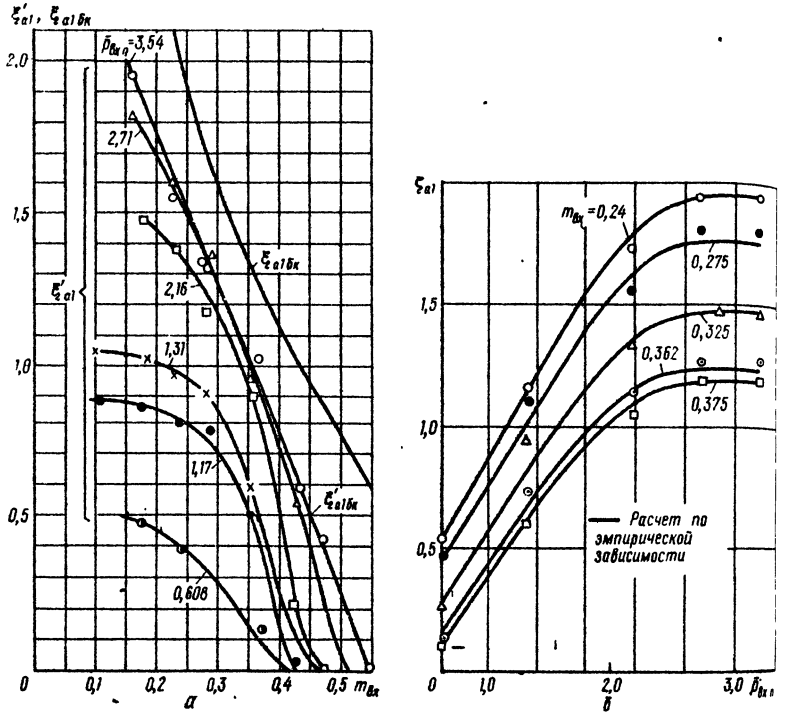


Рис.2.

Величина ξ_{a_1} определялась по соотношению

$$\xi_{a_1} = \frac{\xi_{a_1\,бк}}{\xi'_{a\,бк}}\,\xi'_{a_1},$$

где $\xi'_{a_1 бк}$ —значение ξ'_{a_1} при достаточно большом входном давлении, когда не наблюдается влияния кавитации на изменение интенсивности обратных токов. Полученные экспериментальные результаты аппроксимированы следующей зависимостью:

$$\xi_{a_1} = (0{,}278\, m_{бх} - 0{,}17)\,\bar{p}^{3}_{бх.п} - (1{,}116\, m_{бх} - 0{,}574)\,\bar{p}^{2}_{бх.п} - 0{,}1167\, m_{бх}\,\bar{p}_{бх.п} + (3$$
$$+ 0{,}653\,\bar{p}_{бх.п} - 2{,}60\, m_{бх} + 0{,}690\,.$$

При получении выражения (3) учитывались только результаты, полученные на режимах $m_{вх} > 0{,}2$, так как на модельной установке было замечено, что при $m_{вх} < 0{,}2$ в центре активного потока образуется жгут, заполненный выделившимся из воды воздухом, поэтому измерения на этом режиме не достоверны. Уравнение (3) верно при $\bar{p}_{вх.п} \leq 2{,}71$. При $\bar{p}_{вх.п} \geq 2{,}71$ величина ξ_{a_1} не зависит от давления и

$$\xi_{a_1} = \xi_{a_1 бк} = -5{,}58\, m_{вх} + 3{,}29. \qquad (4)$$

Аппроксимирующая зависимость (2) и величина $\bar{p}_{вх.п} = 2{,}71$, вероятно, справедливы только для определенного класса насосов, подобных исследуемому.

Упрощенная эмпирическая зависимость (3) лучше описывает действительное изменение ξ_{a_1} на бескавитационных режимах в области больших $m_{вх}$, чем теоретическое уравнение (2). На рис.2,б дано сравнение результатов эксперимента с расчетом по аппроксимирующему выражению (3).

Для определения зависимости радиуса активного потока от входного давления также использовалось теоретическое уравнение (2), по которому строилась кривая $\xi_{a_1 бк} = f(\bar{r}_a^2)$ при $m_{вх.от} = 0{,}55$. Считалось, что изменение ξ_{a_1} и $\bar{r}_a^2$ вследствие развития кавитации происходит в соответствии с этой кривой, т.е. производилось численное графическое решение уравнения (2) относительно $\bar{r}_a^2$. Результаты этого решения были скорректированы с целью получения несложной аппроксимирующей зависимости

$$\bar{r}_a^2 = (0{,}24\, \bar{p}_{вх.п}^2 - 1{,}30\, \bar{p}_{вх.п} + 2{,}70)\, m_{вх}. \qquad (5)$$

Как и уравнение (3), выражение (5) справедливо только при $\bar{p}_{вх.п} \leq 2{,}71$. Из уравнения (5) следует, что при $\bar{p}_{вх.п} \geq 2{,}71$

$$\bar{r}_{a\,бк}^2 = 0{,}94\, m_{вх},$$

т.е. в соответствии с формулой

$$m_{вх} = 2\, m_{вх\,от}\, \bar{r}_a^2\, m_{вх.от} = 0{,}534.$$

Это отклонение от принятого при обработке экспериментальных данных значения $m_{вх\,от} = 0{,}55$ является следствием коррекции и аппроксимации результатов обработки.

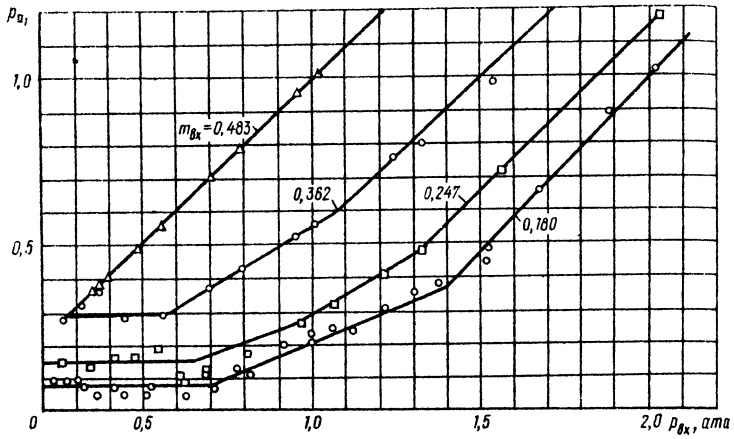


Рис.3.

Длину распространения обратных токов можно определить из соотношения

$$\bar{l}_{от} = \bar{l}_{от\ бк} \frac{\bar{F}_{a_1}}{\bar{F}_{a_1\ бк}},$$

где $\bar{l}_{от\ бк} = 2 - \frac{1}{\lambda} ln \frac{m_{бх}}{m'_{бх\ от}}$ (см. [7]).

Уменьшение $\bar{F}_{a_1}$ при снижении входного давления приводит к тому, что давление в центре активного потока, несмотря на то, что его величина минимальна, не достигает значения упругости пара вплоть до полного срыва работы насоса (рис. 3.). Только при $m_{бх} < 0,2$ давление в центре активного потока снижается настолько что в центре образуется жгут, заполненный паром и выделившимся газом.

Таким образом, получены расчетно-экспериментальные зависимости параметров обратных токов от степени развития кавитации, необходимые, в частности, для количественного анализа условия устойчивости насосной системы по отношению к кавитационным автоколебаниям.

I. Ершов Н.С. Модель кавитационных автоколебаний в насосах, работающих на режимах с обратными токами. – В кн.: Кавитационные

автоколебания и динамика гидравлических систем. Киев: Наук.думка, 1977, с.16-25.
2. Toyokura T., Kubota P. Studies on back-flow mechanism of turbomachines. - Bull.JSME, 1968, 11, N 43, p. 147-156.
3. Murakami M., Heya N. Swirling flow in suction pipe of centrifugal pumps. - Bull. JSME, 1960, 3, N 6, p. 19-29.
4. Ершов Н.С., Майоров О.Н., Овсянников Б.В. и др. Способы улучшения антикавитационных качеств шнеко-центробежного насоса при работе на пониженных расходах. - Изв.вузов.Авиационная техника, 1971, № 3, с.54-61.
5. Чебаевский В.Ф. К вопросу о механизме кавитации в центробежных насосах. - Теплоэнергетика, 1957, № 9, с.12-16.
6. Ершов Н.С. О соблюдении подобия потоков при тарировке насадков, применяющихся при исследовании рабочих процессов в насосах. - Изв.вузов. Авиационная техника, 1966, № 1, с.165-171.
7. Высокооборотные лопаточные насосы/ Под ред. Б.В.Овсянникова, В.Ф.Чебаевского. - М.: Машиностроение, 1975, - 335 с.

УДК 532.528:621.671

Т.А.Грабовская

К ВОПРОСУ ОБ УСЛОВНОМ РАЗДЕЛЕНИИ СУММАРНОГО ОБЪЕМА КАВИТАЦИОННОЙ ПОЛОСТИ В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ШНЕКО-ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА

Известен ряд работ [1-4], позволяющих определить зависимость суммарного объема кавитационных каверн от давления и расхода жидкости на входе в насос. В то же время необходимые для динамических расчетов зависимости напоров шнека $p_ш$ и насоса в целом $p_н$ от объема каверн определяются объемами каверн, расположенных в проточной части насоса [5,6]. Поэтому весьма важно установить, как распределяется суммарный объем кавитационных каверн на объемы каверн, расположенных перед шнеком и в проточной части насоса, так как объем кавитационных каверн перед шнеком вызывает появление кавитационных гистерезисов напоров $p_ш$ и $p_н$.

Первая попытка решения этой задачи была предпринята в работе [7]. В этой работе предложено осуществлять разделение суммарного объема кавитационных каверн $V_{kΣ}$ на основании предположения, что на режимах с интенсивными обратными токами объем кавитационных каверн перед шнеком V_{k2} пропорционален отношению расходов обратных токов Q_0 и прямотоков $Q_{пр}$

$$V_{k2}(k,\dot{q}) = V_{kΣ}(k,q)\frac{Q_0}{Q_{пр}}(q), \qquad (1)$$

где k – число кавитации, q – коэффициент режима. При этом объем каверн в проточной части насоса V_{k1} определяется выражением

$$V_{k1} = V_{k\Sigma} - V_{k2} \cdot$$

Экспериментальная зависимость отношения расходов $\frac{Q_0}{Q_{пр}}$ от коэффициента режима q получена в работе [8] для бескавитационного режима работы шнеко-центробежного насоса. В дальнейшем предполагается, что она сохраняется и для кавитационных режимов работы насоса.

Несмотря на весьма приближенный характер схемы разделения суммарного объема кавитационных каверн, использование ее для анализа кавитационных гистерезисов напоров шнека позволило получить практически однозначные зависимости напора шнека от объема кавитационных каверн в проточной части насоса (работы [6,7]) и расчетные предельные циклы в плоскости параметров $V_{k\Sigma} - p_ш$, практически совпадающие с подобными экспериментальными предельными циклами [9].

В работе [6] приведены экспериментальные зависимости от времени относительного суммарного объема кавитационной полости $\tilde{V}_{k\Sigma} = \frac{V_{k\Sigma}}{V_{пчш}}$ ($V_{пчш}$ – объем проточной части шнека) и относительного расхода на входе в насос $\tilde{Q}_1 = \frac{Q_1}{\bar{Q}}$ ($\bar{Q}$ – среднее установившееся значение расхода), а также зависимости объемов каверн перед шнеком $\tilde{V}_{k2} = \frac{V_{k2}}{V_{пчш}}$ в проточной части $\tilde{V}_{k1} = \frac{V_{k1}}{V_{пчш}}$, определенные в соответствии с принятой схемой разделения каверн.

Представленные результаты характеризуют динамику изменения объемов каверн, расположенных перед шнеком, в проточной части насоса, суммарного объема кавитационной полости и расхода на входе в насос за период колебаний и позволяют оценить вклад отдельных составляющих $\tilde{V}_{k\Sigma}$ в динамику роста и уменьшения суммарного объема кавитационной полости, а также фазовые соотношения между колебаниями указанных параметров. В частности, колебания расхода на входе и объема каверн перед шнеком происходят практически в противофазе. После достижения максимального значения $\tilde{V}_{k\Sigma}$ наблюдается более интенсивное уменьшение объема каверн $\tilde{V}_{k2}$ по сравнению с уменьшением $\tilde{V}_{k1}$. Когда объем каверн перед шнеком приближается к мини

мальному значению, объем $\tilde{V}_{k1}$ продолжает уменьшаться. Таким образом, изменение объема каверн перед шнеком опережает по фазе изменение объема каверн в проточной части насоса. Эти результаты подтверждаются визуальными исследованиями характера изменения размеров кавитационных зон перед шнеком и в проточной части насоса в процессе развитых кавитационных автоколебаний [10].

Однако анализ формулы (I) показывает, что использование ее для построения статической зависимости $V_{k2}(k, q)$ недопустимо, так как при $q = const$ и $k \to 0$ объем каверн V_{k2} увеличивается аналогично $V_{k\Sigma}(k, q)$. В то же время известно [11-13], что с появлением и развитием кавитации в межлопастных каналах насоса интенсивность обратных течений уменьшается и перед срывом режима работы насоса вихревая зона исчезает. При этом исчезает и каверна, существующая в зоне обратных токов [12].

Однако удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных предельных циклов в плоскости параметров $V_{k\Sigma} - p_ш$ [9] дает основание предположить, что неучет формулой (I) зависимости V_{k2} от степени развития кавитации в шнеке не влечет за собой существенных погрешностей при расчете автоколебательного режима работы насоса. Тем не менее было бы интересно посмотреть фазовые соотношения составляющих суммарного объема каверн, определенных каким-либо другим способом. В частности, для этого можно воспользоваться кавитационными функциями шнека и насоса (колеса).

В работе [14] была получена кавитационная функция шнека, которая в обозначениях, принятых в настоящей статье, может быть записана в виде

$$f_ш(\tilde{V}_{k1}) = \begin{cases} 1 & \text{при } \tilde{V}_{кш\,1} < 0,0788; \\ 1,218 - 2,808\,\tilde{V}_{кш\,1} & \text{при } 0,0788 \le \tilde{V}_{кш\,1} \le 0,433; \\ 0 & \text{при } 0,433 < \tilde{V}_{кш\,1}. \end{cases} \qquad (3)$$

При расчете параметров предельного цикла [6] напор шнека определялся зависимостью

$$p_ш(t) = \bar{p}_ш(Q_1)\, f_ш(\tilde{V}_{кш\,1}), \qquad (4)$$

где $\bar{p}_ш(Q_1)$ – напорная характеристика осевого шнекового преднасоса; $\tilde{V}_{кш\,1} = \frac{V_{кш\,1}}{V_{пчш}}$ – относительный объем каверн в проточной части шнека.

Решая обратную задачу, т.е. зная экспериментальные зависи-мости напора $p_{ш}(t)$ и расхода на входе $Q_1(t)$, по формулам (3) и (4) можно определить объем $\tilde{V}_{кш1}$. При этом некоторая неопределенность в его определении возникает тогда, когда $f_{ш}(\tilde{V}_{кш1})=1$. В этом случае $\tilde{V}_{кш1}$ определялось по формулам (1), (2), поскольку в этом случае мгновенное значение давления на входе в насос достаточно велико и можно считать, что интенсивность обратных токов без существенных погрешностей определяется только коэффициентом режима.

В статье [13] на основании экспериментального исследования обратных течений на входе в осевой шнековый преднасос получена эмпирическая зависимость интенсивности обратных течений от степени развития кавитации, характеризуемой числом кавитации k. В качестве параметра, характеризующего интенсивность обратных течений, принята величина $\Delta\tilde{p}_R$ повышения статического давления на периферии трубопровода вблизи входных кромок лопастей шнека по сравнению с давлением $p_{вх}$ в невозмущенном потоке.

$$\Delta\tilde{p}_R = -0{,}14\,\tilde{k}^2 + 0{,}61\,\tilde{k} + 0{,}53\,, \qquad (5)$$

где $\tilde{k} = \frac{k - k_{ср\,\bar{\varphi}}(\varphi)}{k_{кр}(\varphi) - k_{ср\,\bar{\varphi}}(\varphi)}$ – относительное число кавитации; $k_{ср\,\bar{\varphi}}$ – число кавитации, соответствующее второму критическому режиму; $k_{кр}(\varphi)$ – критическое число кавитации, соответствующее началу заметного влияния кавитации в шнеке на интенсивность обратных течений; $\varphi = \frac{q}{q_{от}}$ – коэффициент расхода; $q_{от}$ – параметр режима, при котором появляются обратные течения.

Расчеты, проведенные по формуле (5) для моментов времени, когда $f_{ш}(\tilde{V}_{кш1})=1$, показали, что в этом случае $\Delta\tilde{p}_R > 0{,}85$. Поэтому с точностью приблизительно 15% можно считать принятое допущение обоснованным.

Напор насоса в кавитационных условиях можно определить в виде [9]:

$$p_{нк}(t) = p_н(t)\,f_н(\tilde{V}_{кк1}), \qquad (6)$$

где $\tilde{V}_{кк1}$ – объем каверн в проточной части колеса; $f_н(\tilde{V}_{кк1})$ – кавитационная функция насоса (колеса); $p_н(t)$ – напор шнеко-центробежного насоса, работающего в кавитационных условиях. Согласно работе [15], $p_н(t)$ для насоса № 2 определяется уравнением

$$0{,}02\frac{dp_н}{dt} + p_н = p_{нц}\,\varphi(p_ш), \qquad (7)$$

где $p_{нц}$ – напор центробежного насоса, в качестве которого принимался максимальный напор шнеко-центробежного насоса при восстановлении напора шнека до величины не более 0,7 МПа [15]; $\varphi(p_ш)$ – зависимость отношения напора шнеко-центробежного насоса к напору центробежного насоса от напора предвключенного шнека, которая применительно к насосу № 2 имеет вид

$$\varphi(p_ш) = \begin{cases} 1 & \text{при } p_ш \le 0{,}7\ МПа; \\ 1{,}0652 - 0{,}093\,p_ш & \text{при } p_ш > 0{,}7\ МПа. \end{cases}$$

В качестве кавитационной функции колеса была использована зависимость напора насоса от объема кавитационной полости, полученная в работе [16],

$$f_н(\tilde V_{кк1}) = 1 - 0{,}2168\,\tilde V_{кк1} - 0{,}5446\,\tilde V^2_{кк1}, \qquad (8)$$

где $\tilde V_{кк1} = \frac{V_{кк1}}{V_н}$ – относительный объем каверн в колесе; $V_н$ – суммарный объем проточной части шнека и центробежного колеса.

Зная экспериментальные зависимости изменения во времени напоров шнека и насоса, по формулам (6)–(8) легко определить текущее значение объема каверн в проточной части колеса. Объем каверн в проточной части насоса и перед лопатками шнека определяется соотношениями

$$V_{к1}(t) = V_{кш1}(t) + V_{кк1}(t), \qquad (9)$$

$$V_{к2}(t) = V_{кΣ}(t) - V_{к1}(t), \qquad (10)$$

где $V_{кΣ}(t)$ – текущее значение суммарного объема каверн, определяемое интегрированием уравнения материального баланса.

На рис.1,а сплошными линиями нанесены изменения объемов каверн $V_{к1}(t)$ и $V_{к2}(t)$ в процессе колебаний, рассчитанные по формулам (3)–(10), а штриховыми линиями – те же параметры, рассчитанные по формулам (1)–(2). Здесь же представлена зависимость во времени давления на входе в насос $\tilde p_1 = p_1(t)/p_{1\,max}$. Обращает на себя внимание удовлетворительное совпадение двух расчетных способов рас

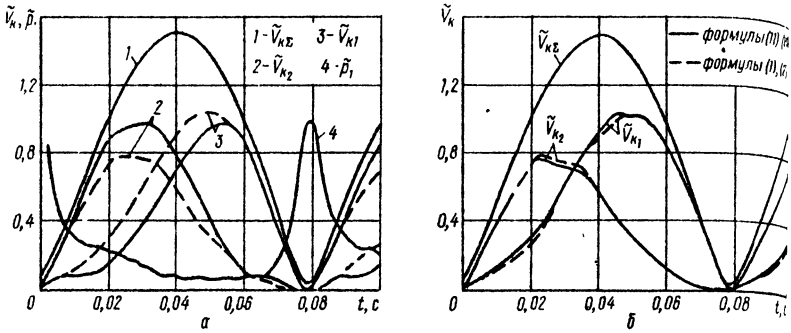


Рис.1.

деления суммарного объема кавитационных каверн. Характерные фазовые соотношения объемов V_{k1} и V_{k2} не изменились при расчете их по формулам (3)-(10). Кроме того, сравнение кривых V_{k2} и p_1 показывает, что в процессе развитых автоколебаний давление на входе в насос уменьшается до значений, близких к давлению срыва (причем "площадка" минимальных значений p_1 составляет около половины периода колебаний), однако объем каверн перед шнеком V_{k2} достигает своего минимального значения тогда, когда давление на входе в насос стремительно возрастает. Это говорит о том, что в процессе колебаний может не реализоваться ситуация, характерная для статики а именно: равенство нулю объема каверн V_{k2} при давлении на входе приблизительно равном срывному. Необходимо какое-то время, чтобы объем каверн перед шнеком достиг минимального (нулевого) значения.

Таким образом, использование кавитационных функций насоса и шнека для построения объемов каверн в проточной части насоса и на входе в шнек показало правильность определения последних по уравнениям (1)-(2) в процессе колебаний, тем не менее невозможность использования предложенного в работе [7] способа разделения каверн для построения статических зависимостей $V_{k2}(k,q)$ и $V_{k1}(k,q)$ является его существенным недостатком.

В работе [7] предлагается исследовать интенсивность обратных токов с помощью гидравлической турбины, использующей энергию обратных токов для своего вращения. В качестве параметра, позволяющего проследить изменение интенсивности обратных токов с развит

каверн в проточной части насоса, выбрана частота вращения гидравлической турбины n. Зависимости $n(p_1)$ при различных фиксированных значениях q показали, что при постоянном значении давления на входе в насос p_1 (числа кавитации) уменьшение расхода ведет к увеличению окружной скорости обратного потока. Кроме того, начиная с некоторого критического значения, уменьшение давления на входе приводит к уменьшению частоты вращения турбины, а следовательно, интенсивность обратного потока уменьшается. Предполагалось [7], что на режимах с интенсивными обратными токами отношение объемов каверн перед шнеком к суммарному пропорционально отношению расходов, характеризующих обратный поток и прямоток. В качестве коэффициента пропорциональности принималась единица. Известно [18], что скоростной напор потока можно рассматривать как величину, определяющую падение давления, в результате которого может образоваться и увеличиваться каверна, тогда в качестве коэффициента пропорциональности при разделении каверн можно принять отношение скоростного напора обратного потока в кавитационном течении к скоростному напору обратного потока в установившемся бескавитационном течении. В этом случае формула для определения $V_{к2}$ запишется в виде

$$V_{к2} = V_{к\Sigma} \frac{Q_0}{Q_{пр}}(q) \frac{u^2_{от\,к}}{\bar{u}^2_{от\,б/к}} . \qquad (11)$$

В этом случае изменение давления на входе в насос ниже некоторого критического приведет к уменьшению $\frac{u^2_{от к}}{\bar{u}^2_{от\,б/к}}$, а следовательно и $V_{к2}$, что отмечалось в работах [11-13].

Показано, что уменьшение частоты вращения турбины с уменьшением давления на входе в насос начинается приблизительно с момента, соответствующего первому критическому режиму кавитационной характеристики шнека [17]. Приведенные в статье [17] экспериментальные данные позволили построить зависимость частоты вращения турбины n от напора шнека $\bar{p}_ш$, которая представлена на рис.2. Здесь $\bar{p}_ш = p_ш / \frac{\rho(\omega R)^2}{2}$, где ω – угловая частота вращения вала насоса; R – радиус шнека.

Поскольку частота вращения турбины пропорциональна окружной скорости обратного потока $u_{от}$, следовательно, зависимость $n(\bar{p}_ш)$ можно рассматривать и как зависимость $u_{от}(\bar{p}_ш)$. Увеличение (умень-

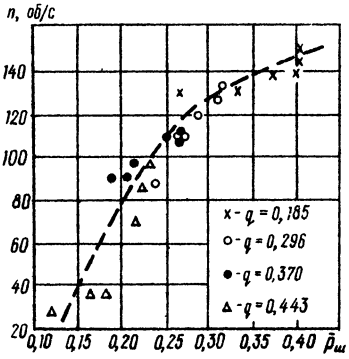


Рис.2.

жение) напора шнека приводит к увеличению (уменьшению) скорости $u_{от}$ (а следовательно, и скоростного напора $\frac{\rho u_{от}^2}{2}$), т.е.

$$\frac{\rho u_{от}^2}{2} = f(p_ш).$$

Пусть связь между скоростным напором обратных токов и напором шнека в первом приближении в статике запишется в виде

$$\frac{\rho u_{от}^2}{2} = A(q)\, p_ш , \qquad (12$$

где коэффициент пропорциональности $A(q)$ определим как

$$A(q) = \begin{cases} 1 & \text{при} \quad q \le 0,5 ; \\ 0 & \text{при} \quad q > 0,5 \end{cases}$$

(в дальнейшем необходимо уточнить зависимость (12) и коэффициент

Однако использовать зависимость (12) для динамических расчетов нельзя, поскольку из-за инерционности жидкости мгновенное изменение напора шнека $p_ш$ не приведет к мгновенному изменению скоростного напора $\frac{\rho u_{от}^2}{2}$. Связь между этими величинами должна описываться хотя бы дифференциальным уравнением первого поряд

$$T\frac{d\left(\frac{\rho u_{ст}^2}{2}\right)}{dt}+\frac{\rho u_{ст}^2}{2}=A(q)p_{ш}. \qquad (13)$$

Постоянную времени T можно определить по времени останова жидкости, предварительно раскрученной обратными токами, при нулевом расходе через насос. Приведенные в работе [19] экспериментальные данные по изменению окружной скорости потока по радиусу трубопровода при разных числах оборотов диагонального колеса позволяют считать, что жидкость вращается как твердое тело.

Запишем уравнение движения вращающегося тела

$$J\frac{d\omega}{dt}=-M(F_{тр}),$$

где J – момент инерции тела; ω – угловая скорость; $F_{тр}$ – сила трения. Отсюда время останова тела

$$t=-J\int_{\omega_0}^{\omega_к}\frac{d\omega}{M(F_{тр})}.$$

Учитывая, что момент инерции цилиндра, вращающегося вокруг своей оси,

$$J=\frac{1}{2}mr^2,$$

где m – масса жидкости; r – радиус трубопровода, а сила трения жидкости о стенку на единицу площади [20]

$$\tau_0=\frac{1}{8}\rho u^2\lambda,$$

где ρ – плотность жидкости; u – скорость жидкости; λ – коэффициент трения, получим

$$t=2\int_{\omega_0}^{\omega_к}\frac{d\omega}{\lambda\omega^2}.$$

Для гладких труб коэффициент λ зависит только от числа Рейнольдса Re [20]. Учитывая, что осевая составляющая скорости жидкости равна нулю, согласно [21] число Рейнольдса следует определять по окружной скорости потока, а коэффициент λ есть функция ω и определяется зависимостями [20]:

$$\lambda(\omega)=\begin{cases} 0{,}00332 + 0{,}221\,Re^{-0{,}237} & \text{при } 10^4 \le Re < 10^8, \\ 0{,}314\,Re^{-0{,}25} & \text{при } 2000 \le Re < 10^4, \\ \dfrac{64}{Re} & \text{при } Re < 2000. \end{cases}$$

Поскольку при $Re = 10000$ число оборотов жидкости будет составлять 0,2% первоначального числа оборотов, то будем считать, что

$$t = 2\int_{\omega_0}^{\omega_1} \frac{d\omega}{\lambda(\omega)\,\omega^2}$$

и $\lambda(\omega) = 0{,}00332 + 0{,}221\,Re^{-0{,}237}$. Расчет применительно к насосу № 2 показал, что $T \approx 3{,}71$ с.

Изменения во времени объемов кавитационных каверн перед лопастями шнека и в проточной части насоса при автоколебательном режиме работы шнеко-центробежного насоса № 2, рассчитанные по уравнениям (11) и (13), представлены на рис.1,б. Здесь же для сравнения приведены зависимости $V_1(t)$ и $V_2(t)$, полученные по формулам (1) и (2).

Результаты расчета объемов каверн перед лопастями шнека и в проточной части насоса по формулам (11)-(13) и (2) показали следующее:

а) при расчете автоколебательных режимов работы шнеко-центробежного насоса можно пользоваться упрощенной формулой условного разделения суммарного объема каверн (1)-(2);

б) при работе шнеко-центробежного насоса в режиме автоколебаний величина объема каверн перед шнеком не стремится мгновенно к нулю (минимальному значению), когда давление на входе в насос падает до значения, близкого к срывному. Несмотря на существование "площадки" минимальных значений давления на входе в насос продолжительностью, равной приблизительно половине периода колебаний, изменение объема каверн V_{k2} происходит замедленно в соответствии

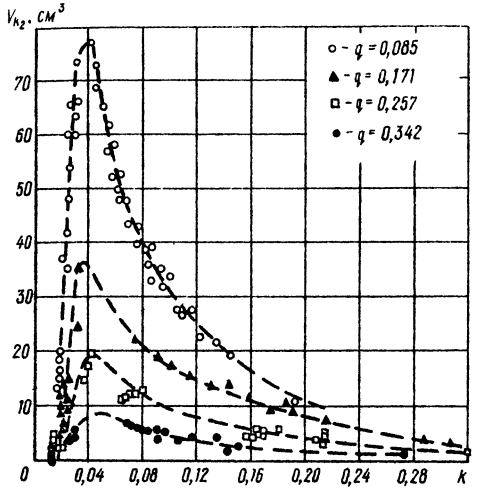


Рис.3.

изменением расхода на входе в насос. Запаздывание в изменении объема каверн перед шнеком в сравнении с изменением давления на входе в насос обусловлено большой инерционностью жидкости во вращательном движении.

Формулы (11)-(13) и (2) можно использовать для построения статических зависимостей $V_{k1}(k,q)$ и $V_{k2}(k,q)$ по результатам испытаний шнеко-центробежного насоса в режиме развитых автоколебаний

На рис.3 представлена зависимость $V_{k2}(k,q)$, полученная при расшифровке испытаний насоса № 2. Число k получено методом релаксации согласно способу, предложенному в работе [4]; коэффициент режима q определен по текущему значению расхода на входе в насос. Значения объема каверн перед шнеком определены способом, предложенным в настоящей статье по уравнениям (11) и (13). При этом были использованы текущие значения суммарного объема каверн $V_{k\Sigma}$ и напора шнека $p_ш$. Способ построения зависимости $V_{k2}(k,q)$ аналогичен способу построения зависимости $V_{k\Sigma}(k,q)$, предложенному в работе [1].

Полученный результат отражает тот факт, что при уменьшении давления на входе в насос до значений, близких к срывному, объем каверн перед шнеком уменьшается.

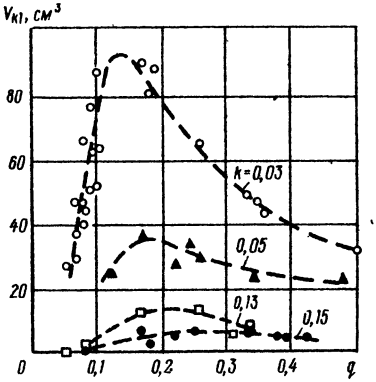


Рис.4.

На рис.4 представлена зависимость изменения объема каверн в проточной части насоса от коэффициента режима при постоянных значениях числа кавитации. Начиная с некоторого расхода объем каверн в проточной части насоса уменьшается с уменьшением расхода на входе в насос. Зависимость V_{k1} от числа кавитации аналогична режиму без обратных токов, т.е. большему числу кавитации соответствует меньший объем каверн.

Таким образом, учет влияния скоростного напора обратных токов на величину V_{k2} в предлагаемом способе условного разделения суммарного объема каверн на объем каверн перед шнеком V_{k2} и в проточной части насоса V_{k1} позволяет получить характерные фазовые соотношения между ними в процессе колебаний и использовать результаты испытаний насосов в режиме автоколебаний для построения статических зависимостей $V_{k1}(k,q)$ и $V_{k2}(k,q)$.

1. Задонцев В.А., Грабовская Т.А., Григорьев Ю.Е., Жулай Ю.А. Определение зависимости объема кавитационных каверн от давления и расхода на входе в насос по экспериментальным данным. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.I, с.126-130.

2. Козелков В.П., Ефимочкин А.Ф., Баренбуд Л.Р. Исследование характеристик кавитационной зоны в насосах акустическим методом. В кн.: Летательные аппараты и их технология. Гидродинамика лопаточных машин. Воронеж, 1976, с.65-83.

3. Пилипенко В.В. Экспериментально-расчетный способ определения упругости и объема кавитационных каверн в шнеко-центробежных насосах. – Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1976, № 3, с. 131-139.

4. Грабовская Т.А. Применение метода релаксации к определению зависимости объема кавитационных каверн в шнеко-центробежном насосе от числа кавитации и коэффициента режима. - В кн.: Рабочие процессы в шнеко-центробежных насосах. Киев: Наук.думка, 1978, с.65-69.

5. Козелков В.П., Ефимочкин А.Ф. Механизм кавитации центробежного насоса на неустановившихся режимах. - В кн.: Гидродинамика лопаточных машин и общая механика. Воронеж: Воронежск.политехн. ин-т, 1972, вып.I, с.17-30.

6. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон М.С. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. - М.: Машиностроение, 1977. - 352 с.

7. Грабовская Т.А. Определение объемов кавитационных каверн, расположенных перед лопатками шнека и в проточной части насоса, работающего в режиме автоколебаний, по результатам экспериментов. - В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.II, с.12-15.

8. Чебаевский В.Ф., Петров В.И. Кавитационные характеристики высокооборотных шнеко-центробежных насосов. - М.: Машиностроение, 1973. - 152 с.

9. Задонцев В.А. К расчету развитых кавитационных автоколебаний. - См. настоящий сб., с.27-31

10. Козелков В.П., Ефимочкин А.Ф. Экспериментальное исследование кавитационных автоколебаний в гидравлической системе. - В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.I, с.71-80.

11. Чебаевский В.Ф. К вопросу о механизме кавитации в центробежных насосах. - Теплоэнергетика, 1957, № 9, с.12-16.

12. Высокооборотные лопаточные насосы/ Под ред. Б.В.Овсянникова, В.Ф.Чебаевского. - М.: Машиностроение, 1975. - 336 с.

13. Григорьев Ю.Е., Дрозд В.А. О влиянии степени развития кавитации в шнековом преднасосе на интенсивность обратных течений.- Косм. исслед. на Украине, 1977, вып.11, с.47-50.

14. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Жулай Ю.А. и др. Анализ зависимостей напоров осевого шнекового преднасоса и насоса в целом от объема кавитационной полости. - В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. - Киев: Наук.думка, 1976, ч.1,с.131-135.

15. Пилипенко В.В. Природа неоднозначной зависимости напора шнеко-центробежного насоса от напора предвключенного шнека при неустановившемся движении жидкости. - В кн.: Кавитационные автоколебания и динамика гидравлических систем. - Киев: Наук.думка, 1977, с.11-16.

16. Калнин В.М., Шерстянников В.А. Динамика кавитационных срывов напора шнеко-центробежных насосов при импульсных возмущениях на входе. - В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.I, с.135-143.

17. Дрозд В.А. Экспериментальные результаты исследования влияния степени развития кавитации на интенсивность обратных токов перед шнековым преднасосом с помощью гидравлической турбины. - В кн.: Рабочие процессы в шнеко-центробежных насосах. Киев: Наук.думка, 1978, с.27-32.

18. Кнэпп Р., Дейли Дж. Хэммит Ф. Кавитация. - М.: Мир, 1974. 688 с.

19. Murakami M., Heya N. Swirling flow in suction pipe of centrifugal pumps. - Bull.JSME, 1966, N 9, p.328-360.

20. Гинзбург И.П. Прикладная гидрогазодинамика. - Л.: Ленингр. ун-т, 1958. - 358 с.

21. Волшаник В.В., Казеннов В.В. О движении закрученного потока жидкости в круглой трубе. – В кн.: Движение однородных и неоднородных жидкостей. – М.: Моск. инж.-строит. ин-т, 1968, с.136-143.

УДК 532.528:621.671

Т.А.Грабовская

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ОБЪЕМА КАВИТАЦИОННОЙ ПОЛОСТИ НА ЗАВИСИМОСТЬ $V_{k\Sigma}(p_1, q)$

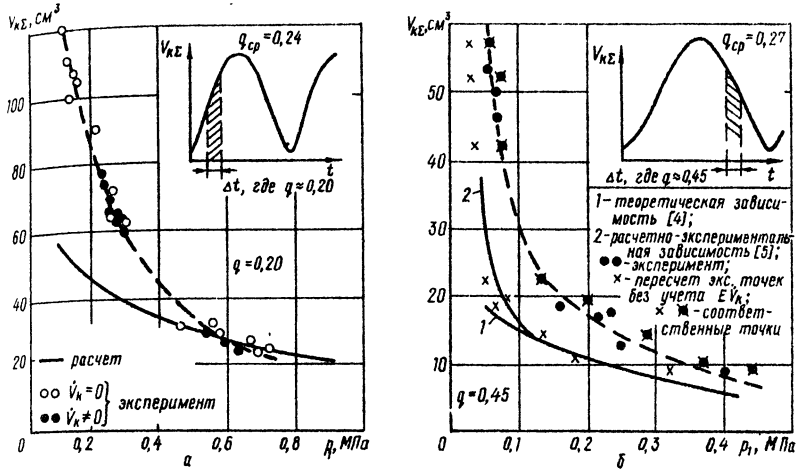
В работе [1] описаны два способа построения зависимости суммарного объема кавитационных каверн $V_{k\Sigma}$ от давления на входе в насос p_1 и коэффициента режима q, основанные на использовании экспериментальных данных по развитым кавитационным автоколебаниям в системе шнеко-центробежный насос – трубопроводы. При этом суммарный объем каверн определялся интегрированием уравнения материального баланса

$$\frac{dV_{k\Sigma}}{dt} = Q_2 - Q_1 \,. \qquad (1)$$

Изменение расхода на входе в насос Q_1 непосредственно замерялось датчиком мгновенных значений расхода; расход на выходе из насоса Q_2 был определен пересчетом показаний датчика давления ДД-10 на выходе из насоса в предположении, что инерционными потерями в выходном трубопроводе можно пренебречь. Давление на входе в насос замерялось датчиком ДД-10. Показания датчиков осциллографировались, а обработка осциллограмм проводилась согласно работам [2,3].

Для построения зависимости $V_{k\Sigma}(p_1, q)$ в один и тот же момент времени сравниваются значения давления p_1 и суммарного объема каверн $V_{k\Sigma}$ для приблизительно одного и того же значения расхода на входе в насос. При этом в первом случае рассматриваются такие отрезки времени, на которых объем каверн меняется значительно, т.е. $\frac{dV_{k\Sigma}}{dt} \neq 0$. Во втором случае выбираются моменты времени, на которых $V_{k\Sigma}$ достигает экстремальных значений ($\frac{dV_{k\Sigma}}{dt} = 0$).

В работе [4] на основании решения задачи по нестационарному обтеканию жидкостью решетки плоских пластин показано, что на режимах без обратных токов на величину давления на входе в насос влияет скорость изменения объема кавитационной полости $\frac{dV_{k\Sigma}}{dt}$. Для от-



делении возможного влияния $\frac{dV_{k\Sigma}}{dt}$ на зависимость $V_{k\Sigma}(p_1, q)$, построенную по результатам расшифровок осциллограмм развитых автоколебаний (на режимах с обратными токами), по обычным программам определения кавитационных характеристик на режимах $Q = Q_{ном}$ и $Q = 0{,}8Q_{ном}$ были проведены испытания насоса № 2 со шнеком, угол установки лопасти которого $\beta = 18^0$. Развитые автоколебания наблюдались при давлениях на входе в насос от 0,2 до 0,37 и 0,13 до 0,41 МПа. Результаты проведенных испытаний были использованы при построении зависимостей $V_{k\Sigma}(p_1, q)$ первым и вторым предложенными способами [1].

На рисунке, а представлены зависимости $V_{k\Sigma}(p_1, q)$ для коэффициента режима $q = 0{,}2$, построенные с учетом (первый способ) и без учета (второй способ) скорости изменения суммарного объема каверн. Здесь же представлена кривая $V_{k\Sigma}(t)$, построенная для режима $q_{ср} = 0{,}24$, и выделен отрезок времени Δt, на котором коэффициент режима q приблизительно постоянен и равен $q = 0{,}2$. Из представленного материала следует, что, несмотря на значительную величину производной $\frac{dV_{k\Sigma}}{dt}$, экспериментальные точки, соответствующие обоим способам построения зависимости $V_{k\Sigma}(p_1, q)$, лежат в одной полосе разброса. Таким образом, на режимах с интенсивными обратными токами перед лопастями шнека скорость изменения суммарного объема кавитационной полости практически не оказывает влияния на зависимость $V_{k\Sigma}(p_1, q)$.

На режимах со слабой интенсивностью обратных токов (q = = 0,48 ÷ 0,45), к сожалению, мы не обладаем экспериментальным материалом, позволяющим построить зависимость $V_{k\Sigma}(p_1, q)$ вторым способом и непосредственно оценить степень влияния производной $\frac{dV_{k\Sigma}}{dt}$ на искомую зависимость. Однако в первом приближении такую оценку можно сделать, воспользовавшись расчетно-экспериментальной формулой $\tilde{V}_{k\Sigma}(k^*, q)$, полученной в работе [5]. На рисунке,б представлены зависимости $V_{k\Sigma}(p_1, q)$, подсчитанные для коэффициента режима q = = 0,45. Кривая I получена на основании решения задачи об обтекании решетки плоских пластин потенциальным потоком идеальной жидкости в режиме частичной кавитации [4], кривая 2 - экспериментально-расчетная зависимость $V_{k\Sigma}(p_1, q)$ с учетом обратных токов [5]. Поскольку интенсивность обратных токов на этих режимах невелика, то кривые I и 2 практически совпадают во всем диапазоне изменения давления. Экспериментальные точки, полученные первым способом ($\frac{dV_{k\Sigma}}{dt} \neq 0$), лежат несколько выше расчетных кривых. Некоторое отличие в значениях расчетных и экспериментальных кривых, по-видимому связано с влиянием $\frac{dV_{k\Sigma}}{dt}$ на зависимость $V_{k\Sigma}(p_1, q)$ на режимах практически без обратных токов. Это предположение можно проверить следующим образом. Согласно работе [4], давление на входе в насос определяется выражением

$$p_1(t) = p_n + \frac{\rho w_1^2(t)}{2} k + E \frac{dV_{k\Sigma}}{dt}, \qquad (2)$$

где p_n - давление насыщенных паров жидкости; k - число кавитации; $\frac{\rho w_1^2}{2}$ - скоростной напор; E - коэффициент нестационарного кавитационного сопротивления. Величину $\frac{dV_{k\Sigma}}{dt}$ можно определить по формуле (I). Для построения первым способом зависимости $V_{k\Sigma}(p_1)$ на кривой $V_{k\Sigma}(t)$ были выделены отрезки времени Δt, на которых $q \approx 0{,}45$. На этих отрезках времени $\frac{dV_{k\Sigma}}{dt} < 0$ (см. рисунок,б). Величина E отрицательна [4]. Следовательно, согласно формуле (2), при $V_{k\Sigma} = const$ слагаемое $E\frac{dV_{k\Sigma}}{dt}$ должно увеличивать значение давления p_1 по сравнению со стационарным случаем (при $\frac{dV_{k\Sigma}}{dt} = 0$), определяемым, в част

ности, кривыми I и 2 (см. рисунок,б). Вычтя из экспериментально определенных значений давления на входе p_1 величину $\mathcal{L}\frac{dV_{k\Sigma}}{dt}$, определенную для того же момента времени, что и значения объема каверн, давления и расхода на входе в насос, получим величину p_1', соответствующую стационарному случаю. (Значок "х" на рисунке,б). Расположение полученных значений давления p_1' подтверждает сделанное предположение, что на режимах без обратных токов на зависимость $V_{k\Sigma}(p_1)$ оказывает влияние скорость изменения объема кавитационной полости.

Таким образом, предложенные в работе [1] оба способа построения зависимости $V_{k\Sigma}(p_1, q)$ по результатам развитых кавитационных колебаний можно использовать для режимов работы насоса с обратными течениями на входе в насос. На режимах без обратных токов необходимо пользоваться вторым способом построения искомой кривой. Более точные экспериментальные зависимости для этих режимов можно получить, воспользовавшись методами идентификации объекта математической моделью в условиях его нормального функционирования [6].

1. Задонцев В.А., Грабовская Т.А., Григорьев Ю.Е., Жулай Ю.А. Определение зависимости объема кавитационных каверн от давления и расхода на входе в насос по экспериментальным данным. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1975, ч.I, с.126–130.

2. Грабовская Т.А., Жулай Ю.А. Об одном способе устранения погрешности в определении объема кавитационной полости в проточной части насоса в режиме кавитационных автоколебаний. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1975, с.118–123.

3. Грабовская Т.А., Жулай Ю.А. Расшифровка осциллографических записей автоколебательных процессов с применением модифицированного тригонометрического полинома. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1975, ч.I, с.123–126.

4. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон М.С. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. – М.: Машиностроение, 1977 – 352 с.

5. Пилипенко В.В. Экспериментально-расчетный способ определения упругости и объема кавитационных каверн в шнеко-центробежных насосах. – Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1976, № 3, с.131–139.

6. Грабовская Т.А. Применение метода релаксации к определению зависимости объема кавитационных каверн в шнеко-центробежном насосе от числа кавитации и коэффициента режима. – В кн.: Рабочие процессы в шнеко-центробежных процессах. Киев: Наук.думка, 1978, с.65–69.

УДК 621.65:532.528.001.2(02)

В.И.Петров

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ В КАВИТАЦИОННОЙ КАВЕРНЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЯХ РАЗВИТИЯ КАВИТАЦИИ В ШНЕКЕ

В общем случае давление в кавитационной каверне в шнеке можно записать как

$$p_k = p_п - \Delta p_т + \Delta p_г = p_п - \gamma_ж \Delta h_т + \gamma_ж \Delta h_г , \qquad (1)$$

где $p_п$ – упругость насыщенного пара жидкости, соответствующая температуре жидкости на входе в насос; $\Delta p_т$ – понижение давления насыщенного пара в кавитационной каверне по сравнению с $p_п$ за счет термодинамического эффекта кавитации; $\Delta p_г$ – повышение давления в кавитационной каверне по сравнению с $p_п$ за счет диффузии растворенного в жидкости газа в каверну; $\Delta h_т$, $\Delta h_г$ – термодинамическая и газовая поправки кавитационного запаса насоса соответственно. Составляющие давления в каверне $\Delta p_т$ и $\Delta p_г$ определяются расходом газопаровой фазы через кавитационную каверну.

Для срывного режима работы шнеко-центробежного насоса указанный расход будет*

$$\bar{Q}_{ср} = \frac{Q_{ср}}{h_л w_1 D_{ср}} = 0{,}85 \left(\frac{2\pi - \beta_л}{2\pi + 4\beta_л}\right)^{0{,}25} \left(\frac{\delta_{1л}}{S_1}\right)^{0{,}25} \frac{1}{Re^{0{,}25}} \varkappa R_г T \left(\frac{1}{\Delta \bar{h}_{г.ср}} - 1\right) =$$

$$= 1{,}22 \cdot 10^{-6} \frac{(Re\, We)^{0{,}25}}{K_\varphi^{0{,}5}} (\psi \sin \alpha_{aт})^{0{,}5} \qquad (2)$$

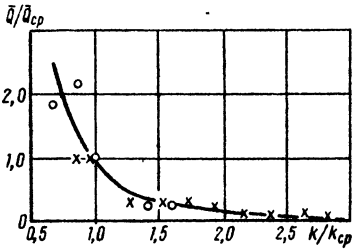
или

$$\bar{Q}_{ср} = 0{,}85 \left(\frac{2\pi - \beta_л}{2\pi + 4\beta_л}\right)^{0{,}25} \left(\frac{\delta_{1л}}{S_1}\right)^{0{,}25} \frac{1}{Re^{0{,}25}} \cdot \frac{1}{K_\varphi} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\Delta \bar{h}_{г.ср}} - 1} =$$

$$= 1{,}22 \cdot 10^{-6} \frac{(Re\, We)^{0{,}25}}{K_\varphi^{0{,}5}} (\psi \sin \alpha_{aт})^{0{,}5} . \qquad (3)$$

Распространяя формулы (2) и (3) для различной степени развития кавитации в шнеке, определяемой текущим значением коэффициента

* Петров В.И. Определение расхода газопаровой фазы через кавитационную каверну в шнеке. – См. настоящий сб., с.96–109



кавитации k и считая, что текущему значению k соответствуют свои значения $\Delta\bar{h}_r = \frac{\Delta h_r \gamma_ж}{p_{r.н}}$ и $\Delta\bar{h}_T = \frac{\Delta h_T \gamma_ж}{p_п}$, из выражений (2) и (3) получаем

$$\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_{cp}} = f\left(\frac{k}{k_{cp}}\right) = \frac{\frac{1}{\Delta\bar{h}_п} - 1}{\frac{1}{\Delta\bar{h}_{r.cp}} - 1} \quad . \qquad (4)$$

и

$$\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_{cp}} = \frac{\frac{1}{\Delta\bar{h}_{T.cp}} - 1}{\frac{1}{\Delta\bar{h}_T} - 1} \quad . \qquad (5)$$

Зависимость (4) может быть определена сравнением срывных кавитационных характеристик шнековых насосов $\bar{H} = f(\bar{p}_{вх})$ при работе на деаэрированной и газонасыщенных жидкостях. Разность значений $p_{вх}$ на газонасыщенной и деаэрированной жидкостях при одном и том же падении напора насоса $\bar{H}$ из-за кавитации будет представлять собой увеличение давления в кавитационной каверне Δp_r.

Таким образом, можно получить значения Δh_r при различных значениях k, в том числе и на срывном режиме работы насоса. Подставляя найденные значения Δh_r в формулу (4), определяем зависимость $\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_{cp}} = f\left(\frac{k}{k_{cp}}\right)$.

Подобным образом указанную зависимость можно найти сравнением срывных кавитационных характеристик шнекового насоса при работе на

деаэрированной воде и жидкости, обладающей термодинамическим эффектом кавитации. В этом случае для определения зависимости $\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_{ср}} = f_{эф}\left(\frac{k}{k_{ср}}\right)$ используется уравнение (5). На рисунке приведена найденная обобщающая зависимость $\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_{ср}} = f\left(\frac{k}{k_{ср}}\right)$, которая может быть аппроксимирована уравнением

$$\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_{ср}} = \frac{0,93}{\frac{k}{k_{ср}}} . \qquad (6)$$

Из уравнений (2) и (6) получим

$$\bar{Q} = 1,13 \cdot 10^{-6} \frac{(Re\,We)^{0,25}}{K_{\varphi}^{0,5}} (\varphi \sin\alpha_{ат})^{0,25} \frac{k_{ср}}{k} . \qquad (7)$$

Анализ формулы (7) и графика на рисунке показывает, что с увеличением интенсивности развития кавитационных явлений в шнеке (с уменьшением коэффициента кавитации k) происходит увеличение расхода газопаровой фазы через каверну, что вызывает возрастание термодинамической поправки Δh_T и уменьшение газовой поправки кавитационного запаса насоса $\Delta h_г$.

Решая совместно уравнения (2), (4) и (7), находим выражение для расчета относительной газовой поправки в диапазоне $k_{\bar{III}} < k < k_I$, где k_I, $k_{\bar{III}}$ – коэффициент, соответствующий первому и третьему критическим режимам на срывной кавитационной характеристике шнека:

$$\frac{\Delta\bar{h}_г}{1-\Delta\bar{h}_г} = \frac{K_{\varphi}^{0,5} \pi R_г T}{1,33 \cdot 10^{-6} Re^{0,5} We^{0,25} (\varphi \sin\alpha_{ат})^{0,5} \frac{k_{ср}}{k} \left(\frac{2\pi + 4\beta_л}{2\pi - \beta_л}\right)^{0,25} \left(\frac{s_1}{\delta_{1л}}\right)^{0,25}} . \qquad (8)$$

Решая совместно уравнения (3), (5) и (7), для того же диапазона изменения k определяем зависимость для расчета относительной термодинамической поправки

$$\frac{\Delta\bar{h}_T}{1-\Delta\bar{h}_T} = 1,33 \cdot 10^{-6} K_{\varphi}^{0,5} Re^{0,5} We^{0,25} (\varphi \sin\alpha_{ат})^{0,5} \frac{k_{ср}}{k} \left(\frac{2\pi + 4\beta_л}{2\pi - \beta_л}\right)^{0,25} \left(\frac{s_1}{\delta_{1л}}\right)^{0,25} . \qquad (9)$$

Принимая $\Delta\bar{h}_T \ll 1$ и $\Delta\bar{h}_\Gamma \ll 1$, из уравнений (I), (8) и (9) получаем приближенную формулу для расчета давления в кавитационной каверне в шнеке при различных стадиях развития в нем кавитации

$$p_к = p_п\left[1 - 1{,}33\cdot 10^{-6} K_\varphi^{0,5} Re^{0,5} We^{0,25} (\psi \sin\alpha_{ат})^{0,5} \frac{k_{ср}}{k}\left(\frac{2\pi + 4/\beta_л}{2\pi - \beta_л}\right)^{0,25} \times\right.$$

$$\left.\times\left(\frac{s_1}{\delta_{1л}}\right)^{0,25}\right] + \frac{p_{г.н}\, k_\varphi^{0,5}\, \varkappa R_г T}{1{,}33\cdot 10^{-6} Re^{0,5} We^{0,25} \frac{k_{ср}}{k}\left(\frac{2\pi + 4/\beta_л}{2\pi - \beta_л}\right)^{0,25}\left(\frac{s_1}{\delta_{1л}}\right)^{0,25}}. \qquad (10)$$

Эта формула может быть использована для расчета $p_к$ для шнековых и шнеко-центробежных насосов, перекачивающих однофазные на входе в насос жидкости с различными физическими свойствами.

УДК 621.65:532.528.001.2(02)

В.И.Петров

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСХОДА ГАЗОПАРОВОЙ ФАЗЫ ЧЕРЕЗ КАВИТАЦИОННУЮ КАВЕРНУ В ШНЕКЕ

Давление в кавитационной каверне $p_к$ на всасывающей стороне лопаток шнека на режимах работы, близких к срывному, отличается от упругости насыщенных паров рабочей жидкости на входе в насос $p_п$ на величину

$$\gamma_ж (\Delta h_\Gamma - \Delta h_T),$$

где $\Delta h_T = \frac{p_п - p_{п.к}}{\gamma_ж}$ – термодинамическая поправка критического кавитационного запаса насоса, показывающая, насколько падает величина $p_п$ из-за охлаждения жидкости в зоне кавитации при парообразовании; $\Delta h_\Gamma = \frac{p_{г.к}}{\gamma_ж}$ – газовая поправка критического кавитационного запаса насоса, показывающая, насколько увеличивается давление в каверне из-за диффузии в нее растворенных в жидкости газов.

Для нахождения расхода газопаровой фазы через каверну, определяющего значения Δh_T и Δh_Γ, рассмотрим движение вязкой несжимаемой жидкости через плоскую решетку шнека постоянного шага (рис.I,а), соответствующую развертке на плоскость его цилиндрического сечения на диаметре $D_{ср} = D_ш \frac{1 + d_{вт}}{2}$. Высота решетки равна высоте лопасти шнека $h_л = D_ш \frac{1 - d_{вт}}{2}$.

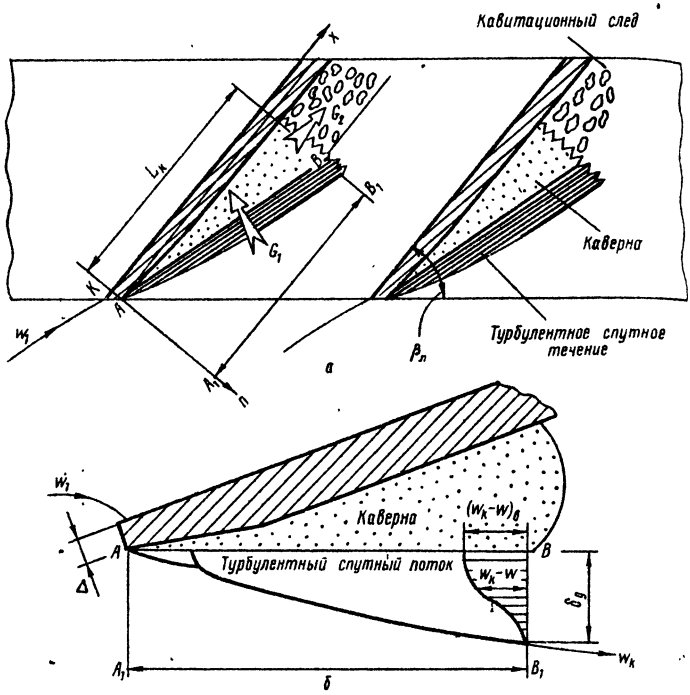


Рис.1.

Согласно принятой модели, при режимах обтекания решетки с ложительными углами атаки у всасывающей стороны лопасти образуе кавитационная каверна, заполненная парами жидкости и газа. Пар газ поступают в каверну из жидкости через границу AB расходом Через концевую часть каверны происходит унос парогазовых включе расходом G_2.

Очевидно, для стационарных режимов течения расходы G_1 и G равны между собой и их баланс определяет давление в каверне. Дл определения расхода G_1 воспользуемся моделью обтекания прямой р шетки телесных пластин потоком вязкой жидкости.

Согласно этой модели, обтекание входной кромки лопасти бл соответствует обтеканию потоком вязкой жидкости окрестности кл образного тела с критической точкой в его вершине (точка K на рис.1,а).

На входной кромке лопасти образуется ламинарный пограничный слой, который стекает на поверхность каверны и при дальнейшем течении аналогичен спутному потоку, для которого характерно отсутствие касательного напряжения на границе каверны. Ламинарное спутное течение, как правило, неустойчивое, так как в нем профили скоростей имеют точку перегиба. Поэтому сразу за концом входной кромки лопаток спутное течение переходит обычно в турбулентное.

Считается, что указанное турбулентное спутное течение на границе каверны играет определяющую роль в передаче количества движения, тепла и диффузии массы растворенного газа из жидкости в каверну. При этом предполагается, что жидкость в области потенциального течения находится в пересыщенном состоянии.

Условно выделим около границы каверны прямоугольную контрольную поверхность AA_1B_1B так, как это показано на рис.1,а. Граничная плоскость A_1B_1 расположена в области потенциального потока, плоскость AA_1 проходит через конец входной кромки лопасти, плоскость AB является границей кавитационной каверны, а плоскость BB_1 проходит в месте замыкания каверны в сечении, где скорость потока постоянна поперек потока и совпадает с направлением лопасти. Согласно результатам исследований [1], сечение BB_1 расположено на расстоянии $L_к$, равным $2{,}3D$ от входной кромки лопасти.

Весовой расход пара и газа в каверну можно получить как разность потоков концентраций пара и газа C через плоскости AA_1 и BB_1, так как расход жидкости (концентрации) через плоскость A_1B_1 равен нулю:

$$G_1 = G_{1п} + G_{1г} = h_л \int_0^{\infty} (C_{1п} - C_п)\, w\, dn + h_л \int_0^{\infty} (C_{1г} - C_г)\, w\, dn . \qquad (1)$$

Здесь $C_п$ – текущая концентрация пара, под которой понимается весовое количество его, которое может быть образовано из единицы объема жидкости, если на это будет израсходовано все ее теплосодержание i

$$C_п = \frac{i\gamma_ж}{r},$$

где r – скрытая теплота парообразования; $C_г$ – текущая концентрация растворенного в жидкости газа

$$C_r = \varkappa p_r ,$$

где $\varkappa$ – коэффициент Генри; $p_r = p - p_n$ – превышение давления над упругостью насыщения паров жидкости (для газовой фазы – парциальное давление газа). Уравнение (I) можно представить также в виде

$$G_1 = h_л \int_0^\infty \frac{C_{1n} - C_n}{(C_{1л} - C_n)_в} (C_{1n} - C_n)_в \, w_k \left[1 - \frac{(w_k - w)_в}{w_k} \frac{w_k - w}{(w_k - w)_в}\right] dn +$$

$$+ h_л \int_0^\infty \frac{C_{1r} - C_r}{(C_{1r} - C_r)_в} (C_{1r} - C_r)_в \, w_k \left[1 - \frac{(w_k - w)_в}{w_k} \frac{w_k - w}{(w_k - w)_в}\right] dn . \qquad (2)$$

Основные обозначения параметров, входящих в уравнение (2), представлены на рис.I,б, на котором изображена схема течения потока на границе каверны.

Для определения законов распределения концентраций пара и газа в конце кавитационной каверны (сечение $ВВ_1$) воспользуемся физической аналогией между процессами передачи импульса движения, тепла и массы газа.

Для сечения $ВВ_1$ можно записать [2,3]:

$$f_1(n) = \frac{C_{1n} - C_n}{(C_{1n} - C_n)_в} = \left[\frac{w_k - w}{(w_k - w)_в}\right]^{p_{r.T}}$$

$$f_2(n) = \frac{C_{1r} - C_r}{(C_{1r} - C_r)_в} = \left[\frac{w_k - w}{(w_k - w)_в}\right]^{p_{r.g}},$$

где $p_{r.T}$ – турбулентный критерий Прандтля; $p_{r.g}$ – диффузионный критерий Прандтля (критерий Шмидта).

Согласно экспериментальным данным [4], для плоских турбулентных спутных потоков $p_{r.T} \approx p_{r.g} \approx 0{,}5$.

Тогда

$$f(n) = \frac{C_{1n} - C_n}{(C_{1n} - C_n)_в} = \frac{C_{1r} - C_r}{(C_{1r} - C_r)_в} = \left[\frac{w_k - w}{(w_k - w)_в}\right]^{0{,}5} = F^{0{,}5}(n). \qquad (3)$$

На основании [3] функция $F(n)$ может быть представлена Гауссовой функцией для нормального распределения случайных величин

$$F(n) = exp(-An^2), \tag{4}$$

где

$$A = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{0,5} \frac{12,5}{4\delta^{**} L_k}. \tag{5}$$

Используя имеющиеся данные для расчета толщины потери импульса в спутном потоке δ^{**}, формулу (5) запишем в окончательном виде:

$$A = 5,72 \left(\frac{2\pi + 4\beta_л}{2\pi - \beta_л}\right)^{0,5} \cdot \frac{w_k^{0,5}}{\nu^{0,5} \Delta^{0,5} L_k}. \tag{6}$$

В поперечном сечении основного участка спутного потока на значительном удалении от входной кромки лопасти, при котором $\frac{\delta^{**}}{L_k} \to 0$, разность скоростей $w_k - w \ll w_k$, что позволяет пренебречь членом $F(n)\frac{(w_k - w)_в}{w_k}$ по сравнению с единицей в уравнении (2).

Тогда после ряда преобразований уравнение (2) можно представить в виде

$$G_1 = 0,418 \left(\frac{2\pi - \beta_л}{2\pi + 4\beta_л}\right)^{0,25} h_л w_k^{0,75} \nu^{0,25} L_k^{0,5} \Delta^{0,25} \left[(C_{1п} - C_п)_в + (C_{1г} - C_г)_в\right]. \tag{7}$$

Учитывая узкий интервал температур T_1 и T_k, можно записать

$$(C_{1п} - C_п)_в = \frac{i_1 - i_k}{r_1} \gamma_ж \approx \frac{T_1 c_p (\gamma_ж - \gamma_п)\gamma_ж}{427 r_1^2 \gamma_п} \Delta h_T = \frac{\Delta h_T}{\alpha} \gamma_п, \tag{8}$$

где $\alpha = \frac{1}{\beta_1}$ – термодинамический комплекс, м [1]; $\gamma_п$ – удельный вес пара;

$$(C_{г_1} - C_г)_в \approx \varkappa (p_{г.н} - p_{г.к}), \tag{9}$$

где $p_{г.н}$ – парциальное давление насыщения жидкости газом.

Подставляя (8) и (9) в (7), учитывая сжимаемость паровой фазы и полагая $w_k \approx w_1$, $L_k \approx 2,3 D$, $\Delta = \frac{\delta_{1л}}{\sin\beta_{л1}}$, $\pi D \sin\beta_{л1} \approx S_1$, получаем окончательное выражение для расчета расхода газопаровой фазы в каверну

$$G_1 = G_{1п} + G_{1г} = 0{,}85\left(\frac{2\pi - \beta_л}{2\pi + 4\beta_л}\right)^{0{,}25}\left(\frac{\delta_{1л}}{S_1}\right)^{0{,}25}\frac{1}{Re^{0{,}25}} h_л w_1 D_{ср}\left[\frac{\Delta\bar{h}_T}{K_ф}\gamma_п + \varkappa(p_{г.н} - p_{г.к})\right]. \quad (1$$

Здесь толщина лопаток и шаг шнека на входе соответственно $\delta_{1л}$, S_1

критерий Рейнольдса

$$Re = \frac{w_1 D_{ср}}{\nu};$$

критерий фазового перехода

$$K_ф = \frac{\alpha}{\xi_п \dfrac{p_п}{\gamma_ж}},$$

где $\xi_п$ – коэффициент сжимаемости пара

$$\xi_п = \frac{p_п}{R_п T};$$

относительная величина термодинамической поправки

$$\Delta\bar{h}_T = \frac{\Delta h_T}{p_п / \gamma_ж}.$$

Определим теперь расход газопаровой фазы из кавитационной каверны G_2.

Расход пара (газа) из каверны существенно зависит от характера замыкания кавитационной каверны на лопасти и определяется специфическими свойствами реальной жидкости.

Анализ высокочастотных съемок в конце кавитационной каверны [5] позволил Л.А.Эпштейну сделать вывод, что все виды каверн в концевой части основной каверны в процессе своего образования связаны с основной каверной и располагаются в области, где давление близко к давлению в каверне. Поскольку мелкие каверны образуются, существуют и покидают основную каверну в области, где давление

близко к давлению в ней, то можно считать, что давление уносимой парогазовой фазы равно давлению в основной каверне.

Визуальные наблюдения течения потока в осевых насосах показали, что на режимах, близких к срывному, реализуется неупорядоченная форма уноса, при которой газопаровая фаза периодически выбрасывается в спутный поток в виде отдельных горций пены.

Исследования на простых моделях показали [6], что для указанной формы уноса расход газопаровой фазы зависит от вязкости и коэффициента поверхностного натяжения жидкости, увеличиваясь с их уменьшением. На основании этого объемный расход уносимой из каверны парогазовой фазы можно предоставить в виде

$$Q_2 = f_1(l_1, l_2, \ldots, l_n, w_1, \rho, \mu, \sigma), \qquad (11)$$

где $l_1, l_2, \ldots, l_n$ – характерные с точки зрения уноса газопаровой фазы линейные размеры каверны.

Исследования, проведенные автором настоящей статьи совместно с инженером И.Б.Щербатенко, показали, что для шнека характерными геометрическими параметрами являются $h_л$, $D_{ср}$ и $\psi \sin\alpha_{лт}$, где коэффициент загромождения каверны лопастью

$$\psi = 1 - \frac{\delta_л}{t \sin\alpha_{лт}},$$

где t – шаг решетки шнека.

Тогда с помощью π – теоремы уравнение (11) можно записать таким образом:

$$\bar{Q}_2 = f_2(Re, We, \psi \sin\alpha_{лт}), \text{ где } \bar{Q}_2 = \frac{Q_2}{h_л w_1 D_{ср}};$$

критерий Вебера

$$We = \frac{\rho w_1^2 D_{ср}}{\sigma}. \qquad (12)$$

---

* Ниже показано, что коэффициент уноса $\bar{Q}_2$ зависит также от критерия фазового перехода K_φ.

Весовой расход пара и газа из каверны

$$G_2 = \gamma_{гп} w_1 D_{ср} h_л \bar{Q}_2 , \qquad (1$$

где $\gamma_{гп}$ – удельный вес газопаровой смеси.

Принимая газ и пар, уносимые из каверны, как идеальную смесь идеальных газов, будем иметь

$$\gamma_{гп} = \frac{p_k}{R_{см} T} .$$

Здесь газовая постоянная смеси

$$R_{см} = \frac{848}{M_{см}} ,$$

молекулярный вес смеси пара и газа в каверне

$$M_{см} = M_п n_п'' + M_г n_г'' = M_п \frac{p_{пк}}{p_k} + M_г \frac{p_{гк}}{p_k} ,$$

где n_i'' – мольная доля i-го компонента в смеси.
Тогда уравнение (13) можно записать в виде

$$G_2 = w_1 D_{ср} h_л \bar{Q}_2 \left[\frac{(1-\Delta\bar{h}_т) p_п}{R_п T} + \frac{\Delta\bar{h}_г p_{г.н}}{R_г T} \right] , \qquad (14)$$

где $\Delta\bar{h}_г = \frac{p_{г.к}}{p_{г.н}}$ – относительная газовая поправка критического кавитационного запаса насоса.

Для установившегося движения $G_1 = G_2$. Приравняв уравнения (10) и (14), получим

$$0{,}85 \left(\frac{2\bar{\kappa} - \beta_л}{2\bar{\kappa} + 4\beta_л} \right)^{0{,}25} \left(\frac{\vartheta_{1л}}{S_1} \right)^{0{,}25} \frac{1}{Re^{0{,}25}} \left[\frac{\Delta\bar{h}_т}{K_ф} \gamma_п + \varkappa (p_{г.н} - p_{г.к}) \right] = \bar{Q}_2 \left[(1-\Delta\bar{h}_т)\gamma_п + \frac{\Delta\bar{h}_г p_{г.н}}{R_г T} \right] . \qquad (15)$$

В левой и правой частях уравнения (15) можно выделить по отдельности составляющие паровой и газовой фаз и приравнять их. Произведя указанную операцию, получим

$$0{,}85\left(\frac{2\pi-\beta_л}{2\pi+4\beta_л}\right)^{0{,}25}\left(\frac{\delta_{1л}}{s_1}\right)^{0{,}25}\frac{1}{Re^{0{,}25}}\frac{\Delta\bar{h}_T}{K_\varphi}=\bar{Q}_2(1-\Delta\bar{h}_T); \qquad (16)$$

$$0{,}85\left(\frac{2\pi-\beta_л}{2\pi+4\beta_л}\right)^{0{,}25}\left(\frac{\delta_{1л}}{s_1}\right)^{0{,}25}\frac{1}{Re^{0{,}25}}\pi(p_{г.н}-p_{г.к})=\bar{Q}_2\Delta\bar{h}_г\frac{p_{г.н}}{R_г T}. \qquad (17)$$

Из анализа уравнений (15)–(17) вытекает, что для жидкостей, обладающих термодинамическим эффектом кавитации и имеющим растворенные газы, влияние указанных факторов можно рассматривать по отдельности, а выражение для критического кавитационного запаса насоса в этом случае можно записать в виде

$$\Delta h_{кр}=\Delta h_{кр_{H_2O}}-\Delta h_T+\Delta h_г . \qquad (18)$$

Из уравнения (16) видно, что, зная величину термодинамической поправки насоса, можно определить расход паровой фазы через кавитационную каверну.

Экспериментально-теоретические исследования позволили автору настоящей статьи получить выражение для расчета относительной термодинамической поправки $\Delta\bar{h}_T$ в виде

$$\Delta\bar{h}_T=\frac{CN}{1+CN}, \qquad (19)$$

где $C=1{,}43\cdot10^{-6}$ – постоянный коэффициент;

$$N=K_\varphi^{0{,}5}Re^{0{,}5}We^{0{,}25}(\varphi\sin\alpha_{лт})^{0{,}5}\left(\frac{2\pi+4\beta_л}{2\pi-\beta_л}\right)^{0{,}25}\left(\frac{S_1}{\delta_{1л}}\right)^{0{,}25}.$$

Принимая приближенно $\Delta\bar{h}_T\ll1$ и подставляя (19) в уравнение (16), получаем формулу для расчета расхода паровой фазы через кавитационную каверну шнекового рабочего колеса насоса:

$$\bar{Q}=\frac{Q}{h_л w_1 D_{ср}}=1{,}22\cdot10^{-6}\frac{(Re\,We)^{0{,}25}}{K_\varphi^{0{,}5}}(\varphi\sin\alpha_{лт})^{0{,}5}. \qquad (20)$$

Эта зависимость применительно к лопастным насосам получена впервые и поэтому не имеет аналогов для сравнения. Однако в литературе имеются экспериментальные данные по уносу газовой (паровой) фазы

из осесимметричных каверн за простыми моделями; сравним полученную формулу с этими данными. Во-первых, относительный объемный расход пара в обоих случаях зависит от критериев Рейнольдса и Вебера, увеличиваясь с их возрастанием. Однако для насосов указанная зависимость более сильная. Действительно, если для простых моделей $\bar{Q} \sim (Re\ We)^{0,08}$ (рис.2), то, как следует из формулы (20), для насосов $Q \sim (Re\ We)^{0,25}$. Вероятно, это связано с влиянием на характер замыкания в шнеке наличия твердой поверхности, на которую происходит замыкание. Известно, что характер уноса газопаровой фазы из каверны в существенной мере зависит от энергии обратного потока. В случае недостаточной энергии потока для достижения переднего края каверны происходит смыкание границ обратного потока с внешними границами каверны, в результате чего происходит частичный унос жидкости с газопаровыми пузырьками из каверны. Согласно данным работы [7], для случая свободного осесимметричного замыкания кавитационной каверны за плохо обтекаемым телом указанный режим соответствовал скоростям потока на входе $w_1 < 13$ м/с.

Наличие твердой стенки приводит к дополнительному сопротивлению движения обратного потока и соответствующему уменьшению длины его распространения. Более того, при очень малых зазорах между телом и каверной последняя может замыкаться на теле без образования обратной струйки и видимой утечки газа из каверны. По-видимому, указанные режимы будут иметь место при течениях потока в межлопастных каналах рабочего колеса с очень малыми углами потока.

Во-вторых, для насосов получилась зависимость $\bar{Q}$ от критерия фазового перехода K_φ. Экспериментальные исследования на простых моделях проводились практически при $K_\varphi = const$ (на воде и водоглицериновых растворах) и влияние этого критерия на величину $\bar{Q}$ не исследовалось.

В-третьих, для насосов получилась зависимость $\bar{Q}$ от угла атаки потока на входе и степени загромождения каверны телом лопасти, т.е. от параметра $\psi \sin \alpha_{ar}$. С увеличением величины $\psi \sin \alpha_{ar}$ значение $\bar{Q}$ возрастает, что связано с возрастанием концевой площади каверны, через которую газ (пар) уносится из каверны.

На простых моделях исследования проводились на режимах прямого натекания потока на модель ($\sin \alpha_{ar} = 1$) и замыкание каверны происходило за телом ($\psi = 1$). Исследования для случая косого натекания потока на модель не велись.

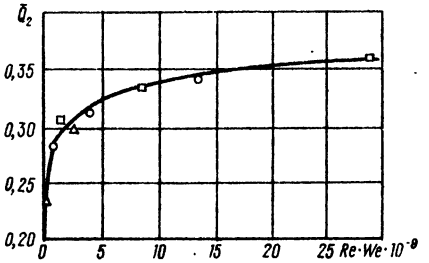


Рис.2.

Проведем количественную оценку величины $\bar{Q}$ для насосов и простых моделей на режимах, при которых испытывались простые модели. Примем $K_\varphi = 4{,}9\cdot10^{-4}$ (вода при температуре $t = 15^{\circ}C$),

$$\varphi \sin\alpha_{\partial T} = 1, \quad Re = 2{,}3\cdot10^{5}, \quad We = 1{,}4\cdot10^{5}.$$

Тогда по формуле (20) получим значение $\bar{Q} \approx 0{,}023$. В экспериментах на простых моделях значения $\bar{Q}$ при указанных режимах течения потока находились в диапазоне 0,2 – 0,3.

Таким образом, величина $\bar{Q}$ для насоса была на порядок меньше, чем для простых моделей. Следовательно, расход газопаровой фазы через кавитационную каверну в насосах менее интенсивный, чем в моделях, что, вероятно, связано с различием в виде замыкания кавитационной каверны в обоих случаях.

Поскольку в выкладках при выводе уравнений (16), (17) использовались парциальные давления газа и пара в каверне, то, очевидно, относительный объемный расход газа через каверну равен соответствующему расходу пара, т.е. $\bar{Q}_\Gamma = \bar{Q}_\Pi = \bar{Q}$.

Тогда, решая совместно уравнения (17) и (20), после ряда несложных преобразований получаем формулу для расчета относительной газовой поправки критического кавитационного запаса насоса:

$$\frac{\Delta\bar{h}_\Gamma}{1-\Delta\bar{h}_\Gamma} = \frac{K_\varphi^{0,5}\,\varkappa R_\Gamma T}{1{,}43\cdot10^{-6} Re^{0,5} We^{0,25} (\varphi \sin\alpha_{\partial T})^{0,5} \left(\frac{2\bar{z}+4\beta_\Pi}{2\bar{z}-\beta_\Pi}\right)^{0,25} \left(\frac{S_1}{\bar{d}_{1\Pi}}\right)^{0,25}}. \qquad (21)$$

Из анализа формулы (21) следует, что величина $\Delta\bar{h}_\Gamma$ зависит от геометрических и режимных параметров насоса, от критериев Re, We, K_φ и безразмерного комплекса $\varkappa R_\Gamma T$, определяющего влияние растворенного в жидкости газа.

В целях удобства пользования обозначим указанный комплекс символом

$$\bar{Q}_{г.н} = \varkappa R_г T = \frac{C}{\gamma_{г.н}}, \qquad (22$$

где C – концентрация растворенного в жидкости газа; $\gamma_{г.н}$ – удельный вес газа при условиях насыщения ($p = p_{г.н}$; $T = T_{г.н}$).

Из равенства (22) вытекает, что $\bar{Q}_{г.н}$ представляет собой относительный объем растворенного газа при условиях насыщения. Сравнение результатов расчета по формуле (21) с экспериментальными данными показало удовлетворительную сходимость.

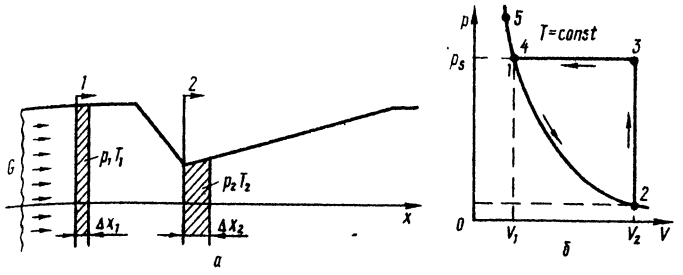
1. Чебаевский В.Ф., Петров В.И. Кавитационные характеристики высокооборотных шнеко-центробежных насосов. – М.: Машиностроение, 1973. – 153 с.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 711 с.
3. Brennen C. The dynamic balances of dissolved air heat in natural cavity flow. – J.Fluid Mech., 1969, N 37, pt.1, p. 115–127.
4. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.Н. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. – М.: Энергия, 1972. – 342 с.
5. Эпштейн Л.А. Методы теории размерностей и подобия в задачах гидромеханики судов. – Л.: Судостроение, 1970. – 207 с.
6. Фадюшин А.П. Исследование масштабного эффекта, обусловленного уносом газа из каверны. – Тр. ЦАГИ, 1972, вып.1400, с.17.
7. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. – М.: Мир, 1974. 687 с.

УДК 532.528+536.423

В.Н.Кучкин

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОСЕДЛОЙ ПАРОВОЙ КАВИТАЦИОННОЙ КАВЕРНЫ

Работа некоторых динамических устройств с потоком жидкости сопровождается образованием кавитационных каверн. Примером таких устройств могут служить шнековые и центробежные насосы, трубы Вентури и др. Экспериментальными исследованиями установлено, что при снижении давления до давления насыщенных паров p_s в жидкости образуются кавитационные каверны, при определенных режимных параметрах представляющие собой неподвижные относительно трубопроводов или лопастей насоса образования. Развитие кавитации в дегазированных жидкостях и равенство давления газообразной фазы насыщенных паров жидкости при температуре опыта позволит сделать заключение о паровой природе кавитации.



Феноменологическую картину развития паровой кавитационной каверны удобно проследить на примере течения жидкости в кавитирующей трубе Вентури. В питающем трубопроводе установки (рисунок,а) жидкость с массовым расходом G имеет температуру T_1 и давление p_1. Пусть выбранный в сечении 1–1 трубопровода объем жидкости $\Delta V = F_1 \Delta x_1$ в сечении 2–2 приобретает скорость, при которой давление падает до $p_2 < p_s$. В силу малой сжимаемости жидкости температура объема ΔV остается практически постоянной $T = T_1$ [1]. Таким образом, термодинамические параметры объема ΔV жидкости смещаются в сечении 2–2 в область метастабильных состояний, а наличие на стенках трубы центров парообразования приводит к появлению оседлой паровой каверны. Если величина перегрева, пропорциональная разности $p_2 - p_s$, достаточно велика, то давление в каверне будет равно p_s. Время t_1 роста каверны, равное времени роста давления в сечении 2–2 от p_2 до p_s имеет порядок $t_1 \sim (10^{-3} \div 10^{-2})$ с [2]. В результате фазового перехода жидкость вокруг каверны охладится, однако через время $t_2 = \frac{l_k}{u}$, где l_k – длина образующей каверны; u – скорость течения жидкости в сечении 2–2; "холодная" жидкость будет замещена "горячей" с температурой T_1. Если $t_2 < t_1$, то процесс кипения жидкости около оседлой каверны можно считать изотермическим. В частности, при $u \sim 10$ м/с изотермическое приближение справедливо для каверн с характерным размером $l_k \sim (0{,}01 \div 0{,}1)$ м, т.е. длиной порядка сантиметров. Равновесное изотермическое кипение для оседлых кавитационных каверн должно осуществляться при близких к гармоническим автоколебаниям с частотой порядка десятков герц. Действительно, при $t_3 = \frac{T_k}{4} \geq t_2$, где T_k – период колебаний, охлаждающаяся при кипении жидкость вокруг каверны будет замещаться горячей. Если $t_2 = 10^{-2}$ с, то $f = \frac{1}{4 \cdot 10^{-2}} = 25$ Гц, т.е. при автоколебаниях с

частотой порядка десятков герц рост и конденсация каверн происходит медленнее термодинамической релаксации и обмена жидкости вокруг оседлой каверны.

На диаграмме p-V (рисунок, б) процесс медленного изотермического развития паровых каверн показан термодинамическим циклом 1234. Под медленными понимаются процессы с характерным временем $t_3 > t_2$. Участок 12 соответствует метастабильному состоянию жидкости, участок 34 – устойчивому двухфазному течению. Термодинамическое состояние жидкости в области недогрева и метастабильное состояние на изотерме 512 описывается уравнением в вириальных коэффициентах

$$pV = RT\left[1 + \sum_{i=1}^{n} \frac{B_i}{V^i}\right], \tag{1}$$

где p – текущее давление; V – удельный объем; T – абсолютная температура; B_i – вириальные коэффициенты, представимые в виде многочленов;

$$B_i = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{b_i}{T^i}. \tag{2}$$

Согласно второму закону термодинамики, для кругового изотермического процесса 1234 выполняется равенство

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \tag{3}$$

или

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^3 \frac{dQ}{T} + \int_3^4 \frac{dQ}{T} = 0. \tag{4}$$

С учетом закона сохранения энергии

$$dQ = dA + dU, \tag{5}$$

где Q – количество теплоты; A – механическая работа; U – внутренняя энергия;

второе слагаемое уравнения (4) записывается в виде

$$\int_2^3 \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T}\int_2^3 \left[p\,dV + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT\right] = 0. \tag{6}$$

...венство нулю (6) обусловлено изохорически - изотермическим раз-...витием процесса на участке 23 цикла.

Таким образом, из выражений (4) и (6) при справедливости ...ассмотренной физической картины процессов образования оседлой ...каверны следует, что

$$dQ_{12} = dQ_{43} \ , \tag{7}$$

т.е. энергия, расходуемая на изотермическое увеличение объема метастабильной жидкости на величину $V_2 - V_1$ путем снижения давления, равна энергии, затрачиваемой на изотермическое увеличение объема двухфазной жидкости на ту же величину $V_2 - V_1$. Этот вывод может быть положен в основу аналитического определения объема газообразной фазы, ассоциированного с объемом кавитационной каверны.

Приращение тепловой энергии на участке 34 двухфазного состояния жидкости

$$dQ_{34} = (p_s \Delta v + \Delta u)\, dm = l\, dm \ . \tag{8}$$

Здесь p_s - давление насыщенного пара при температуре T; $\Delta v = v_2 - v_1$ - разность удельных объемов газообразной и жидкой фаз; $\Delta u = u_2 - u_1$ - разность удельных внутренних энергий фаз; индекс 1 соответствует жидкой, а 2 - газообразной фазе; dm - приращение массы паровой фазы; l - полная теплота парообразования.

При развитии процесса на метастабильном участке изотермы из формулы (1) следует

$$dA = -RT \sum_{i=1}^{n} \frac{iB_i}{V^{i+1}} dV - V dp \ ; \tag{9}$$

$$dU = RT^2 \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial B_i}{\partial T} \right)_T \frac{dV}{V^{i+1}} \ . \tag{10}$$

С учетом выражений (9) и (10) формула (5) приобретает вид

$$dQ_{12} = RT \sum_{i=1}^{n} \frac{T\left(\frac{\partial B_i}{\partial T}\right)_T - iB_i}{V^{i+1}} dV - V dp \ . \tag{11}$$

Поскольку в рассмотренном термодинамическом цикле начальный и конечный объемы участков метастабильного и двухфазного расширения совпадают, то из (8) и (11) вытекает уравнение

$$dp = -\frac{l}{V\Delta\vartheta} + RT\sum \frac{T\left(\frac{\partial B_i}{\partial T}\right)_T - iB_i}{V^{i+2}}\,dV . \qquad (12)$$

С помощью замены

$$\left.\begin{aligned} V &= \vartheta_1 + \Delta\vartheta\,\frac{m}{M} ; \\ dV &= \frac{\Delta\vartheta}{M}\,dm ; \\ \sigma &= \frac{m}{M} , \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

где M – масса вещества; σ – удельное массовое паросодержание, тогда уравнение (12) приобретает вид

$$dp = \left[-\frac{l}{\vartheta_1 + \Delta\vartheta} + RT\sum_{i=1}^{n} \frac{T\left(\frac{\partial B_i}{\partial T}\right)_T - iB_i}{(\vartheta_1 + \Delta\vartheta\,G)^{i+2}}\right] dG . \qquad (14)$$

Интегрирование (14) по участку метастабильных состояний дает уравнение связи паросодержания σ с соответствующим ему давлением метастабильной жидкости

$$p - p_s = -\frac{l}{\Delta\vartheta}\ln\left[\frac{\vartheta_1}{\vartheta_1 + \Delta\vartheta}\right] + RT\sum \frac{T\left(\frac{\partial B_i}{\partial T}\right)_T - iB_i}{(i+1)}\left[\frac{1}{[\vartheta_1 + G\Delta\vartheta]^{i+1}} - \frac{1}{\vartheta_1^{\,i+1}}\right]. \qquad (15)$$

Для практического использования уравнения (15) удобно определить связь между давлениями p, p_s и параметрами потока на входе в кавитирующее устройство. Например, для трубы Вентури эту связь можно использовать в виде уравнения Бернулли

$$\frac{p_1}{\rho} + k_1\frac{u_1^2}{2} = \frac{p}{\rho} + (k + \xi)\frac{u^2}{2} , \qquad (16)$$

где k_1, k_2 – коэффициенты неравномерности потока в сечении 1–1 и 2–2; ξ – коэффициент сопротивления трубопровода между сечениями 1–1 и 2–2, обусловленный вязкостью жидкости.

С учетом (16) левая часть уравнения (15) в квазистационарном режиме работы $G = \rho u f$ для метастабильной жидкости приобретает вид

$$p - p_s = p_{вх} - p_{вх.н},$$

где $p_{вх.н} = f(F(x), u, k_1, k, \xi)$ – давление начала кавитации. Для конкретного устройства $p_{вх.н}$ может быть рассчитано или определено экспериментально; $p < p_{вх.н}$ – текущее давление в питающей магистрали; G – массовый расход.

Для определения вириальных коэффициентов B_i можно воспользоваться методикой работы [3]. Если рабочим телом является вода, то вириальные коэффициенты можно определить из работы [4].

1. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. – М.: Наука, 1972. – 312 с.
2. Пузырьковые камеры/ Под ред. Н.Б.Делоне. – М.: Госатомиздат, 1963. – 340 с.
3. Лагуткин О.Д., Куропаткин Е.И. О соотношении термических величин веществ в состоянии насыщения. – Изв.вузов. Энергетика, 1973, № 3, с.90-95.
4. Вукалович М.П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. – М.-Л.: Энергия, 1965. – 408 с.

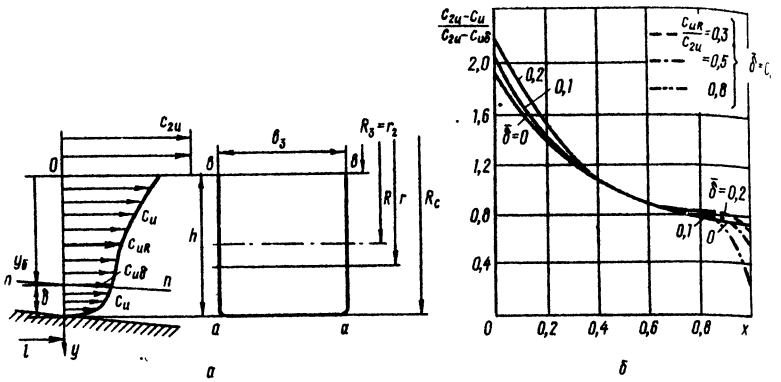
УДК 621.67

Б.И.Боровский

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В СПИРАЛЬНОМ ОТВОДЕ ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПРИСТЕНОЧНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Течение в спиральном отводе центробежного насоса оказывает влияние на энергетические параметры и динамические характеристики насосов, радиальные и осевые силы, действующие на колесо насоса. В работах [1,2] получены соотношения, описывающие течение в спиральном сборнике без учета влияния пристеночного пограничного слоя. Однако расчеты показывают, что турбулентный пограничный слой может занимать четвертую-пятую часть высоты сечения сборника. Пограничный слой является одной из зон поглощения энергии колебаний. Рассмотрим течение в сборнике, учитывая влияние пограничного слоя. Как и в работах [1,2], задачу течения будем рассматривать в двухмерной постановке, используя осредненные по ширине сборника параметры потока.

Течение жидкости по сборнику сопровождается турбулентным взаимодействием с потоком, поступающим из колеса со скоростью c_{2u}, и взаимодействием со стенкой. Тогда течение в сборнике можно разделить на две области (рис.1,а): область пристеночного пограничного



а *б*

Рис. I.

слоя ($y_\delta \le y \le h$) и область турбулентного смешения ($0 \le y \le y_\delta$). Такая модель позволяет сразу перейти к исследованию течения реальной жидкости. Рассмотрим первую область течения. В связи с большими скоростями жидкости на стенке сборника образуется турбулентный пограничный слой. Будем полагать, как это обычно делается, что распределение скоростей в турбулентном пограничном слое подчиняется закону 1/7 [3]. Тогда получим

$$\frac{c_u}{c_{u\delta}} = \left(\frac{h-y}{\delta}\right)^{1/7} = \left(\frac{1-x}{\bar\delta}\right)^{1/7}; \tag{1}$$

$$\bar\delta = \frac{\delta}{h} = \frac{0{,}37}{Re_\delta^{1/5}} \cdot \frac{l}{h}, \tag{2}$$

где $$x = \frac{r-r_2}{2(R-r_2)} = \frac{r-r_2}{h}; \quad Re_\delta = \frac{c_{u\delta} l}{\nu}.$$

Для второй области, области турбулентного смешения используем универсальную зависимость Г.Шлихтинга [4]:

$$\frac{c_{2u}-c_u}{c_{2u}-c_{u\delta}} = \left[1 - m^{3/2}\left(1-\frac{y}{y_\delta}\right)^{3/2}\right]^2. \tag{3}$$

Значение параметра m можно принять равным 0,53 [2], тогда соотношение (3) принимает вид

$$\frac{c_{2u}-c_u}{c_{2u}-c_{u\delta}} = \left[1 - 0{,}385\left(1-\frac{x}{1-\bar\delta}\right)^{3/2}\right]^2. \tag{4}$$

Зависимость (4) связывает текущую скорость c_u со скоростью на границе пристеночного пограничного слоя $c_{u\delta}$. Свяжем скорость c_u со

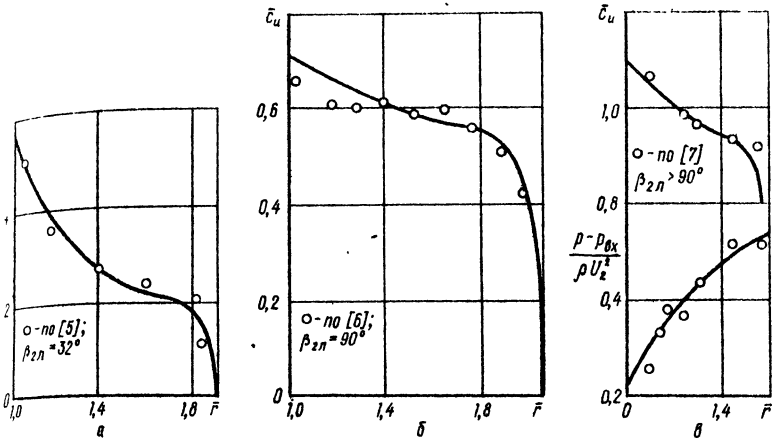


Рис.2.

скоростью c_{uR} на среднем радиусе сечения R, выражение для которой найдем из зависимости (4), полагая $\varkappa = 0{,}5$. После преобразований окончательно получим для скорости потока c_u формулу (5) (таблица). При $\delta = 0$ формула (5) приводится к виду (6) [1,2]. В работах [1,2] отмечалось, что зависимость (6) в частных случаях близка к зависимостям, полученным эмпирическим путем. Результаты расчетов по формулам (1), (5) и (6) приведены на рис.1,б. Видно, что профиль скоростей в сечении зависит от толщины пограничного слоя δ и отношения скоростей c_{uR}/c_{2u}. Из рис.2 следует удовлетворительная сходимость теоретических данных с опытными ($\bar{c}_u = c_u/u_{2u}$, $\bar{r} = r/r_2$), полученными при испытаниях отводов с колесами, имеющими разные углы лопаток на выходе $\beta_{2л}$ [5-7]. Соотношения (1), (2) и (5) позволяют определить поля окружных скоростей потока в сечениях сборника при известной скорости c_{uR} [2]:

$$c_{uR} = c_{uR\,2\pi}\left(\frac{\bar{R}-1}{\bar{R}_{2\pi}-1}\right)^{\varepsilon}, \qquad (7)$$

где $\varepsilon = \ln\frac{c_{uR_{2\pi}}}{c_{2u}} \Big/ \ln\frac{\bar{R}_{2\pi}-1}{\bar{R}_0-1}$; индекс 0 и 2π соответствует параметрам при $\varphi = 0$ и $\varphi = 2\pi$; $\bar{R} = R/r_2$.

Зависимости для параметров потока в сечении сборника

Параметр	С учетом пограничного слоя	Без учета пограничного слоя
Окружная скорость	при $x \leq 1-\bar{\delta}$ (за пределами пограничного слоя) $\frac{c_u}{c_{2u}} = 1 - \frac{\left(1 - \frac{c_{uR}}{c_{2u}}\right)}{a_\delta}\left[1 - 0{,}385\left(1 - \frac{x}{1-\bar{\delta}}\right)^{3/2}\right]^2$ (5) при $x \geq 1-\bar{\delta}$ (в пределах пограничного слоя) $\frac{c_u}{c_{u\delta}} = \left(\frac{1-x}{\bar{\delta}}\right)^{1/7}$, где $c_{u\delta}$ определяется из формулы (5) при $x = 1-\bar{\delta}$; $a_\delta = \left[1 - 0{,}385\left(1 - \frac{1}{2-2\bar{\delta}}\right)^{3/2}\right]^2$	$\frac{c_u}{c_{2u}} = 1 - 1{,}33 \times \left(1 - \frac{c_{uR}}{c_{2u}}\right)\left[1 - 0{,}385(1-x)^{3/2}\right]^2$ (6)
Радиальная скорость	при $x \leq 1-\bar{\delta}$ $\frac{c_r}{c_{2u}} = \frac{7\frac{d\bar{R}}{d\varphi}}{4a_\delta[1+2x(\bar{R}-1)]}\left\{\frac{c_{uR}}{c_{2u}}\left[\bar{\delta}(1+\varepsilon)+(\bar{R}-1)\frac{d\bar{\delta}}{d\bar{R}}\right] - (1-a_\delta)\left[\bar{\delta}+(\bar{R}-1)\frac{d\bar{\delta}}{d\bar{R}}\right] + \frac{8}{7}a_\delta\left[1-\bar{\delta}-(\bar{R}-1)\frac{d\bar{\delta}}{d\bar{R}}\right] - \frac{8}{7}\left[(1-\bar{\delta})\left(1-\frac{c_{uR}}{c_{2u}}\right) - \varepsilon\frac{c_{uR}}{c_{2u}}(1-\bar{\delta}) - \left(1-\frac{c_{uR}}{c_{2u}}\right)(\bar{R}-1)\right] \times \frac{d\bar{\delta}}{d\bar{R}}\left[1 - \frac{x}{1-\bar{\delta}} - 0{,}3\left(1-\frac{x}{1-\bar{\delta}}\right)^{5/2} + 0{,}04\left(1-\frac{x}{1-\bar{\delta}}\right)^4\right] - \frac{8}{7}\frac{x\left(1-\frac{c_{uR}}{c_{2u}}\right)\left[1-\bar{\delta}-(\bar{R}-1)\frac{d\bar{\delta}}{d\bar{R}}\right]}{1-\bar{\delta}}\left[1-0{,}385\left(1-\frac{x}{1-\bar{\delta}}\right)^{3/2}\right]^2\right\}$	$\frac{c_r}{c_{2u}} = \frac{2{,}66\frac{d\bar{R}}{d\varphi}}{1+2x(\bar{R}-1)}\left\{0{,}75 - \left[1 - \frac{c_{uR}}{c_{2u}}(1+\varepsilon)\right] \times \left[1-x-0{,}3(1-x)^{5/2} + 0{,}04(1-x)^4\right] - x\left(1-\frac{c_{uR}}{c_{2u}}\right)\left[1-0{,}385(1-x)^{3/2}\right]^2\right\}$.

при $x \geq 1-\bar{\delta}$

$$\frac{c_r}{c_{2u}} = \frac{7(1-x)^{1/7}}{4a_\delta \bar{\delta}^{1/7}[1+2x(\bar{R}-1)]}\frac{d\bar{R}}{d\varphi}\left\{\frac{c_{uR}}{c_{2u}}\left[(1+\varepsilon)(1-x)+\frac{8}{7}x - \right.\right.$$

$$-\frac{1}{7}\frac{\bar{R}-1}{\bar{\delta}}(1-x)\frac{d\bar{\delta}}{d\bar{R}}\Big] - (1-a_\delta)\Big[1+\frac{1}{7}x -$$

$$\left.\left.-\frac{1}{7}\frac{\bar{R}-1}{\bar{\delta}}(1-x)\frac{d\bar{\delta}}{d\bar{R}}\right]\right\}.$$

Давление при $x \leq 1-\bar{\delta}$

$$\frac{p-p_R}{\rho c_{2u}^2} = B\ln\frac{r}{R} - \frac{c_r^2 - c_{rR}^2}{c_{2u}^2} + \frac{0{,}058}{Re^{1/5}}\left(\frac{c_R}{c_{2u}}\right)^2 \frac{c_{rR}}{c_R}\frac{r-R}{b_3}, \qquad (11)$$

где $B = (0{,}25 + 0{,}75\frac{c_{uR}}{c_{2u}})^2$ для $x \leq 0{,}5$;

$B = (1{,}2\frac{c_{uR}}{c_{2u}} - 0{,}2)^2$ для $x \geq 0{,}5$;

$$c_R = \sqrt{c_{uR}^2 + c_{rR}^2}; \quad Re = \frac{c_R l}{\nu}.$$

при $x \geq 1-\bar{\delta}$

$$\frac{p-p_\delta}{\rho c_{2u}^2} = \frac{3}{2} - \frac{(c_{u\delta}/c_{2u})^2}{\bar{\delta}^{2/3}}\left(2\sqrt{1-x} + \sqrt{\frac{2\bar{R}-1}{2(\bar{R}-1)}}\ln\frac{\sqrt{\frac{2\bar{R}-1}{2(\bar{R}-1)}} - \sqrt{1-x}}{\sqrt{\frac{2\bar{R}-1}{2(\bar{R}-1)}} + \sqrt{1-x}} - \right.$$

$$\left. -2\sqrt{\bar{\delta}} - \sqrt{\frac{2\bar{R}-1}{2(\bar{R}-1)}}\ln\frac{\sqrt{\frac{2\bar{R}-1}{2(\bar{R}-1)}} - \sqrt{\bar{\delta}}}{\sqrt{\frac{2\bar{R}-1}{2(\bar{R}-1)}} + \sqrt{\bar{\delta}}}\right) + \frac{c_{r\delta}^2 - c_r^2}{c_{2u}^2} -$$

$$-\frac{0{,}058}{Re_\delta^{1/5}}\left(\frac{c_\delta}{c_{2u}}\right)^2 \frac{c_r}{c}\frac{r-r_\delta}{b_3}, \qquad (12)$$

где p_δ определяется из формулы (11) при $x = 1-\bar{\delta}$;

$c = \sqrt{c_u^2 + c_r^2}$.

$$\frac{p-p_R}{\rho c_{2u}^2} = B\ln\frac{r}{R} \qquad (9)$$

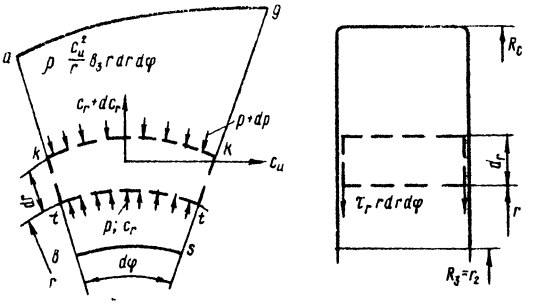


Рис.3.

Радиальную скорость потока определим из условия (см. рис.3), что разность расходов через сечения $t-g$ и $t-a$ равна расходу через сечение $t-t$:

$$c_r = \frac{1}{b_3 r} \frac{dQ_x}{d\varphi}, \qquad (8)$$

где $Q_x = b_3 \int_r^{R_c} c_u dr$; b_3, R_c, r, φ - геометрические данные сечени спирального отвода насоса.

После преобразований выражения (8) с помощью соотношений (1) (5) и (7) получим для скорости зависимости, приведенные в таблице Расчеты показывают, что за пределами пограничного слоя скорость более, чем на порядок меньше скорости c_r. Зависимость для распределения давления по сечению сборника без учета влияния пограничного слоя и радиальной скорости потока получена в работе [2] (формула (9) в таблице). С целью учета этих факторов выделим в спиральном сборнике насоса элементарный объем $t-k-k-t$ (рис.3), для которого запишем уравнение изменения количества движения в радиальном направлении (радиальной составляющей силы трения в жидкости по образующим $k-t$ пренебрегаем):

$$dp = \rho \frac{c_u^2}{r} dr - \rho d c_r^2 - 2 \frac{\tau_r}{b_3} dr . \qquad (10)$$

Переходя к средней величине напряжения трения, после интегри

ражения уравнения (10) с помощью соотношений (1) и (5) и упрощений получаем для давления выражения (11) и (12), приведенные в таблице. Из рис.2, в видна удовлетворительная сходимость теоретических и опытных данных. Расчеты показывают, что влияние пограничного слоя и радиальной составляющей скорости на давление сравнительно невелико.

Таким образом, сведенные в таблицу соотношения позволяют рассчитывать параметры потока в сечениях сборника с учетом влияния пограничного слоя. Зависимости для параметров без учета пограничного слоя могут быть использованы при анализе интегральных характеристик потока в сечении сборника (расход через сечение, количество движения потока в сечении и др.), так как в связи с малыми толщинами вытеснения и потери импульса влияние пограничного слоя на интегральные характеристики не превышает 2–5%. Использование этих зависимостей позволило исследовать влияние кавитации в отводе на динамические характеристики насоса [8], особенности течения в отводах насосов, компрессоров и вентиляторов [9], обратные течения в отводе [10].

1. Боровский Б.И. Теоретический анализ течения жидкости в спиральном отводе центробежного насоса. – Изв.вузов. Авиационная техника, 1974, № 3, с.25–31.

2. Боровский Б.И., Ершов Н.С., Овсянников Б.В. и др. Высокооборотные лопаточные насосы. – М.: Машиностроение, 1975. – 336 с.

3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974.– 0 с.

4. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. – М.: Физматгиз, 60. – 716 с.

5. Ден Г.Н., Шершнева А.Н. Влияние выходной улитки на поток колесом центробежной ступени. – Изв.вузов. Энергетика, 1965, , с.45–52.

6. Поликовский В.И., Абрамович Г.Н. Экспериментальная проверка основных допущений расчета спиральных кожухов центробежных нагнетателей и вентиляторов. – Тр. ЦАГИ, 1937, № 328,с.53.

7. Диамант П.И. Расчет спирального кожуха центробежных вентиляторов и насосов. Научн.докл.высш.школы. – М.: Энергетика, 1959, № 2, с.263–292.

8. Боровский Б.И. Влияние кавитации в отводе на динамические характеристики центробежного насоса. – В кн.: Кавитационные автоколебания и динамика гидравлических систем.-Киев: Наук.думка, 1977, с.80–84.

9. Боровский Б.И. Особенности течения в спиральном отводе центробежного насоса на нерасчетных режимах. – В кн.: Гидродинамика лопаточных машин и общая механика. – Воронеж: Воронеж.политехн. ин-т, 1977, с.42–49.

10. Боровский Б.И., Шапиро А.С. Потери на гидравлическое торможение в центробежных насосах со спиральными отводами. – В кн.: Гидродинамика лопаточных машин и общая механика. – Воронеж: Воронеж.политехн.ин-т, 1976, с.58–64.

УДК 532.528.5:534-14

И.К.Манько, А.П.Шепелев

К РАСЧЕТУ ЧАСТОТЫ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КАВИТАЦИОННЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ В ГИДРАВЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С ТРУБКОЙ ВЕНТУРИ

В работе [1] предложена полуэмпирическая формула для расчета частоты высокочастотных автоколебаний в трубке Вентури, обусловленных периодическим отрывом, уносом и последующим схлопыванием каверн в зоне повышенного давления вниз по потоку, а также проведено сравнение экспериментальных и расчетных значений частот автоколебаний для трубок Вентури с углами раскрытия диффузора 20 и 30°, работающих в режиме периодически-срывной кавитации.

В настоящей статье проведен сравнительный анализ расчетных значений высокочастотных кавитационных автоколебаний в гидравлической системе с экспериментальными значениями этих частот для трубок Вентури с углами раскрытия диффузора от 16 до 120°. Предложено аналитическое выражение зависимости числа Струхаля от параметра кавитации $\bar{\tau}$ для определенного угла раскрытия диффузора трубки Вентури β при $\bar{p}_1 = const$.

Расчет частоты автоколебаний проводился для трубок Вентури с диаметром критического сечения $d_{кр} = 14$ мм, диаметром выходного сечения диффузора $D = 60$ мм и углами раскрытия диффузора β, равными 16; 20; 30; 45; 60; 80; 90 и 120°, по формуле, предложенной в работе [1]:

$$f = Sh_M \frac{\bar{V}_c}{l_k}, \tag{1}$$

где

$$\bar{V}_c = \frac{\bar{G}}{\gamma \mu F_{кр}}, \tag{2}$$

$$l_k = \frac{d_{кр}}{2 tg \beta/2} \left(\sqrt{\frac{\mu}{1 - \sqrt{1 - \bar{\tau}}}} - 1 \right), \tag{3}$$

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{p}_2^* - p_n}{\gamma \bar{V}_c^2 / 2g}, \tag{4}$$

частота автоколебаний; Sh_M – модифицированное число Струхаля; G – весовой секундный расход жидкости; γ – удельный вес жидкости; μ – коэффициент сужения струи; $F_{кр}$ – площадь критического сечения; $\bar{p}_1$ – давление на входе в трубку Вентури; $\bar{p}_2$ – давление на выходе из диффузора; $p_п$ – давление упругости насыщенных паров жидкости; g – ускорение силы тяжести; $\bar{V}_c$ – скорость струи жидкости в критическом сечении; $l_к$ – осевая длина кавитационной каверны; $\bar{\tau}$ – параметр кавитации для условий установившегося режима.

Значения $\bar{V}_c$ и $l_к$ определялись с помощью экспериментально измеренных величин $\bar{G}$, $\bar{p}_1$, $\bar{p}_2$ по соотношениям работы [3].

Модифицированное число Струхаля по аналогии с работой [4] принималось постоянным для всех значений β и равным 0,21. На рис.1,а,б приведены расчетные и экспериментальные зависимости частот автоколебаний от относительного давления $\bar{p}_2/\bar{p}_1$ для разных углов β при $\bar{p}_1$ = 3 МПа, где o – $\beta = 16^0$, Δ – $\beta = 20^0$, $\square$ – $\beta = 30^0$, $\diamond$ – $\beta = 45^0$, $\triangledown$ – $\beta = 60^0$, $\square$ – $\beta = 80^0$, $\mathcal{A}$ – $\beta = 90^0$, $\triangle$ – $\beta = 120^0$. Сплошные линии (и темные значки) – эксперимент, прерывистые (и светлые значки) – расчет.

Из рис.1,а видно, что для трубок Вентури с углами β, равными 16; 20; 30^0 наблюдается удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных значений частот для относительного давления $\bar{p}_2/\bar{p}_1$ (или, что почти равнозначно, параметра кавитации $\bar{\tau}$), изменяющегося в диапазоне 0,15–0,45. Для $\bar{p}_2/\bar{p}_1 \leq 0{,}15$ и $\bar{p}_2/\bar{p}_1 > 0{,}45$ расчетные значения лежат выше экспериментальных, при этом отмечается нелинейность расчетной зависимости f от $\bar{p}_2/\bar{p}_1$.

Для трубок Вентури с углами $\beta \geq 45^0$ (рис.1,б), как отмечалось в работе [3], диапазон существования колебаний сужается. Колебания существуют в диапазоне изменения отношения $\bar{p}_2/\bar{p}_1$ от 0,08 до 0,4. Удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных значений частот наблюдается только в окрестности $\bar{p}_2/\bar{p}_1 = 0{,}3$. При значениях $\bar{p}_2/\bar{p}_1 < 0{,}3$ расчетные значения частоты лежат значительно выше экспериментальных.

На рис.1,б показано, что для трубок Вентури с углами раскрытия диффузора $\beta = 80$, 90, 120^0 расчетные значения частоты автоколебаний лежат гораздо выше экспериментальных во всем диапазоне значений отношения $\bar{p}_2/\bar{p}_1$.

Таким образом, формула для расчета частоты автоколебаний, предложенная в работе [1], при значении $Sh_M = 0{,}21$ дает удовлетворительное согласование расчетных значений с экспериментальными только для

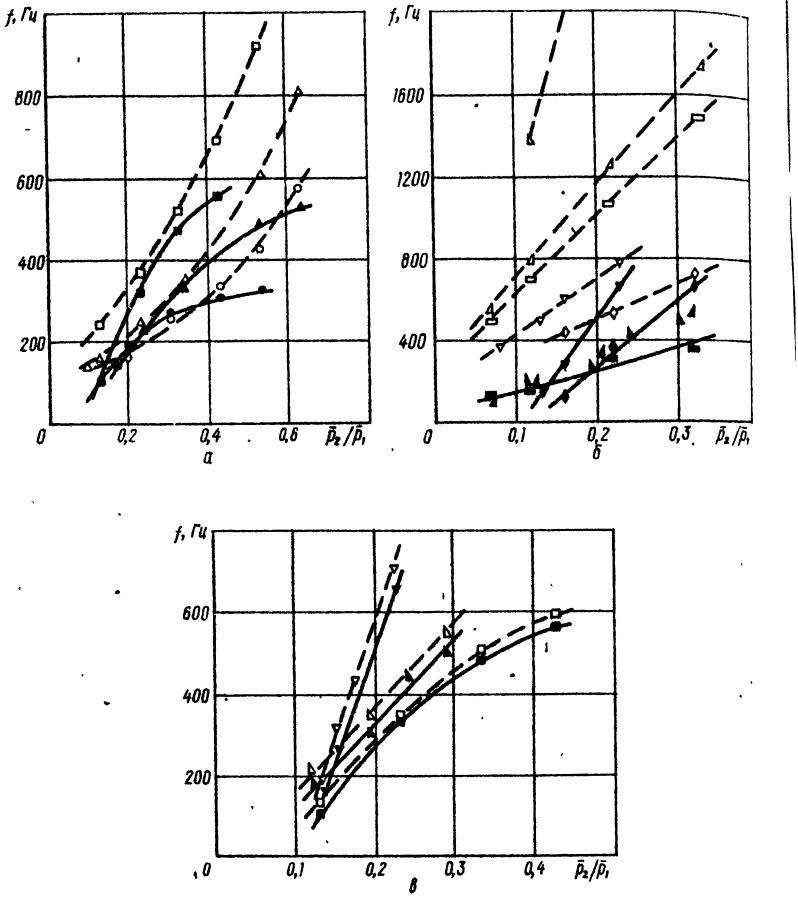


Рис. I.

трубок Вентури с углами раскрытия диффузора β, равными 16; 20; 30° в диапазоне изменения отношения $\bar{p}_2/\bar{p}_1$ от 0,15 до 0,45.

Расхождение расчетных и экспериментальных значений частот вне этого диапазона, возможно, объясняется как наличием зависимости модифицированного числа Струхаля от параметра кавитации $\bar{\sigma}$, на что указывалось в работе [1], так и уменьшением абсолютного значения числа Струхаля с увеличением угла раскрытия диффузора β.

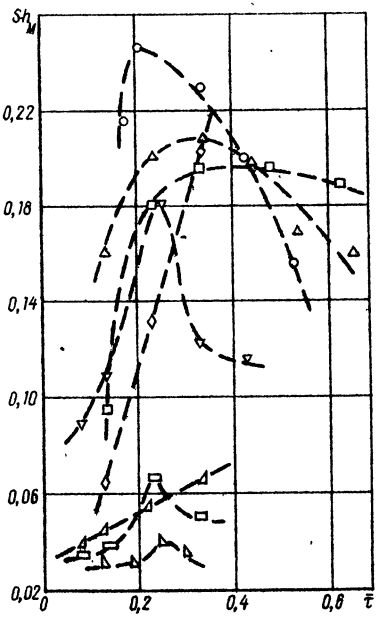


Рис.2.

На рис.2 представлены графические зависимости Sh_M от $\bar{\tau}$, полученные на основании имеющихся экспериментальных значений частот. Число Струхаля определялось из выражения

$$Sh_M = f_{эксп} \frac{l_k}{\bar{V}_c} . \qquad (5)$$

Можно предполагать, что число Sh_M определялось достаточно точно, так как значение $f_{эксп}$ бралось из эксперимента, $\bar{V}_c$ находилось на основе экспериментальных данных, а расчетная величина l_k удовлетворительно согласуется с экспериментальной, что показано в работе [5] для трубок Вентури с углами β, равными 20; 25; 30°. Из рис.2 видно, что для всех углов β, кроме $\beta = 45,90°$, зависимость $Sh_M(\bar{\tau})$ имеет нелинейный характер, причем максимальные значения числа Стру-

халя наблюдаются в окрестности $\bar{\ell} \approx 0{,}25$, а с ростом угла раскрытия диффузора значение Sh_M уменьшается.

Для использования зависимости числа Sh_M от $\bar{\ell}$ при расчете частоты кавитационных автоколебаний можно воспользоваться аналитической аппроксимацией этой зависимости в виде полинома Лагранжа для конкретного угла β и $\bar{p}_1 = const$. Имея таблично заданную в n точках функцию $Sh_M(\bar{\ell})$, представляем ее в виде полинома Лагранжа $(n-1)$ степени:

$$Sh_M(\bar{\ell}) = \sum_{k=0}^{n-1} a_k \bar{\ell}^k . \qquad (6)$$

Решив систему из n линейных уравнений относительно коэффициентов полинома (6), получим необходимые значения

$$a_0, a_1, a_2, \ldots, a_{n-1} .$$

В частности, для трубки Вентури с углом $\beta = 80^0$ при $\bar{p}_1 = 3$ МПа и $n = 4$ $a_0 = 0{,}1523$; $a_1 = -2{,}2375$; $a_2 = 13{,}5330$; $a_3 = -23{,}5508$.

На рис.1,в в качестве примера представлено сравнение экспериментальных значений частот автоколебаний с расчетными, полученными по формуле (1) с учетом зависимости числа Sh_M от $\bar{\ell}$ для углов $\beta = 30, 60, 120^0$ и $\bar{p}_1 = 3$ МПа, которые показывают, что с учетом зависимости $Sh_M(\bar{\ell})$ формула (1) дает удовлетворительное согласование расчетных значений частоты с экспериментальными. Это справедливо и для всех остальных углов β, рассматриваемых в настоящей статье.

1. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Манько И.К., Довготько Н.И. Исследование высокочастотных кавитационных автоколебаний в гидравлической системе с трубкой Вентури. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1975, ч.II, с.104–113.

2. Пилипенко В.В., Задонцев В.А. Об одном механизме автоколебаний в гидравлической системе с кавитирующей трубкой Вентури. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1975, ч.II, с.93–103.

3. Манько И.К. Влияние угла диффузора трубки Вентури на частоту и уровень максимальных значений давления высокочастотных кавитационных автоколебаний. – В кн.: Кавитационные автоколебания и динамика гидравлических систем. Киев: Наук.думка, 1977, с.34–38.

4. Янг, Холл. Кавитация в периодических спутных струях за симметрическими клиньями. – Тр.амер. о-ва инженеров-механиков. Сер. Теоретические основы инженерных расчетов, 1966, № 1, с.136–146.

5. Пилипенко В.В., Манько И.К. Экспериментальное определение длины кавитационной каверны и ее зависимости от угла диффузора

трубки Вентури и режима ее работы. – В кн.: Кавитационные автоколебания и динамика гидравлических систем. Киев: Наук.думка, 1977, с.39–43.

УДК 532.528.5:534-14

В.В.Пилипенко

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЧАСТОТ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ, СОЗДАВАЕМЫХ КАВИТАЦИОННЫМ ГЕНЕРАТОРОМ

В работах [1,2] экспериментально подтверждено, что высокочастотные колебания на выходе из кавитационного генератора обусловлены периодическим отрывом диффузорной части кавитационной каверны и захлопыванием ее в области повышенного давления. Природа этих колебаний аналогична природе известных в гидродинамике так называемых Струхалевых частот (частот срыва вихрей при отрывном обтекании цилиндра в направлении, нормальном оси). В работе [1] получена полуэмпирическая формула для расчета частот колебаний

$$f = Sh_M \frac{tg\beta/2 \; V_c}{r_{kp}\sqrt{\frac{\mu}{1-\sqrt{1-\bar{\tau}}}-1}}, \qquad (1)$$

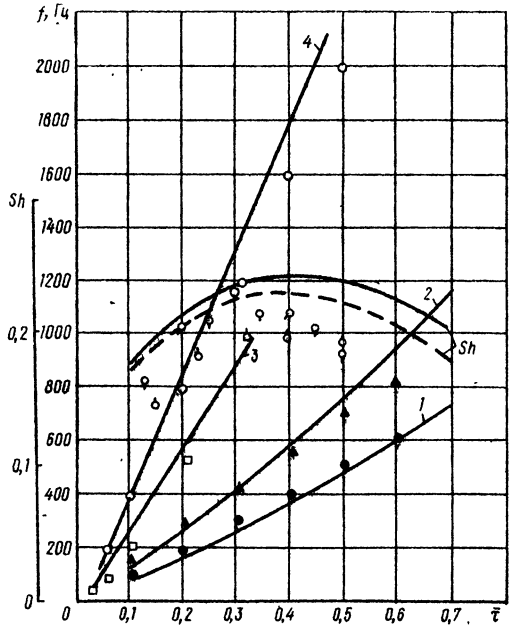
которая при модифицированном числе Струхаля

$$Sh_M = \frac{f\, l_k}{V_c}, \qquad (2)$$

равном 0,21, дает удовлетворительную сходимость расчетных и экспериментальных значений частот колебаний в диапазоне изменения параметра кавитации $0{,}15 < \bar{\tau} < 0{,}45$.

В формуле (1) приняты следующие обозначения: f – частота колебаний; β – угол раскрытия диффузора; r_{kp} – радиус критического сечения генератора колебаний; μ – коэффициент расхода; V_c – скорость жидкости в критическом сечении; l_k – длина кавитационной каверны; $\bar{\tau}$ – параметр кавитации, равный отношению разности полного давления на выходе из трубки Вентури и давления насыщенных паров к скоростному напору, определяемому по скорости струи в критическом сечении:

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{p}^* - p_n}{\rho \frac{V_c^2}{2}}.$$



При крайних значениях параметра кавитации $\bar{\tau}$, равных 0,15 и 0,45, наблюдается определенное расхождение экспериментальных и расчетных частот колебаний. Это связано с тем, что модифицированное число Струхаля зависит от параметра кавитации Π. Такие зависимости были получены при использовании фактических экспериментальных значений частот кавитационных колебаний, соответствующих различной степени развития кавитации, и формулы (1) и представлены на рисунке, где экспериментальные точки, обозначенные значками φ и δ, относятся к трубкам Вентури с углами раскрытия соответственно 30 и 20^0; сплошная и штриховая линии – расчетные кривые для трубок Вентури с $\beta = 30^0$ и $\mu = 0{,}85$; $\beta = 20^0$ и $\mu = 0{,}95$.

В настоящей работе предлагается определять частоты кавитационных колебаний по следующей формуле, найденной на основании ана-

экспериментальных зависимостей частот кавитационных колебаний от параметра кавитации $\bar{\tau}$ для генераторов с различными значениями основных конструктивных параметров

$$f = \frac{\bar{V}_c \, tg\,\beta/2}{r_{кр}\sqrt{\mu}} \left(1-\sqrt{1-\bar{\tau}}\right). \qquad (3)$$

Эта формула в отличие от формулы (1) не содержит коэффициента, который следовало бы определить по экспериментальным данным, а тем более модифицированного числа Струхаля, значения которого, как указывалось выше, зависят от степени развития кавитации.

На рисунке представлены рассчитанные по формуле (3) зависимости частот колебаний от параметра кавитации для различных генераторов и давлений на входе в генератор и экспериментальные значения частот колебаний.

Расчетные кривые и экспериментальные частоты получены для таких условий:

1 - $\bar{p}_1 = 2{,}0$ МПа, $\beta = 20^0$, $r_{кр} = 7$ мм; 2 - $\bar{p}_1 = 2{,}0$ МПа, $\beta = 30^0$, $r_{кр} = 7$ мм; 3 - $\bar{p}_1 = 2{,}0$ МПа, $\beta = 60^0$, $r_{кр} = 7$ мм; 4 - $\bar{p}_1 = 5{,}0$ МПа, $\beta = 30^0$, $r_{кр} = 3{,}5$ мм.

Сопоставление этих зависимостей показывает, что расчетные и экспериментальные частоты колебаний удовлетворительно согласуются в широком диапазоне изменения параметра кавитации для различных углов раскрытия диффузора β и радиусов критического сечения генератора $r_{кр}$; в диапазоне существования кавитационных колебаний наблюдается близкая к линейной зависимость частоты колебаний от параметра $\bar{\tau}$, хорошо аппроксимируемая формулой (3); частота кавитационных колебаний (при прочих равных условиях) прямо пропорциональна $tg\,\beta/2$ и обратно пропорциональна $r_{кр}$.

Из сопоставления формул (2) и (3) следует, что модифицированное число Струхаля

$$Sh_M = \frac{\bar{\iota}_k \, tg\,\beta/2}{r_{кр}\sqrt{\mu}} \left(1-\sqrt{1-\bar{\tau}}\right). \qquad (4)$$

Осевая длина кавитационной каверны, согласно предложенной теоретической модели кавитационного течения [3], определяется по формуле

$$l_к = \frac{r_{кр}}{tg\,\beta/2}\left(\sqrt{\frac{\mu}{1-\sqrt{1-\bar{\tau}}}}-1\right). \qquad (5)$$

Таким образом, представляется возможным получить формулу для расчета модифицированного числа Струхаля

$$Sh_м = \frac{1}{\sqrt{\mu}}\left(\sqrt{\frac{\mu}{1-\sqrt{1-\bar{\tau}}}}-1\right)\left(1-\sqrt{1-\bar{\tau}}\right)$$

или

$$Sh_м = \sqrt{1-\sqrt{1-\bar{\tau}}} - \frac{1}{\sqrt{\mu}}\left(1-\sqrt{1-\bar{\tau}}\right). \qquad (6)$$

Из уравнения (6) следует, что модифицированное число Струхаля стремится к нулю как при достаточно высоких значениях параметра кавитации (близких к единице), когда кавитационное течение только зарождается, так и при весьма низких значениях параметра $\bar{\tau}$, когда наблюдается развитое кавитационное течение. Интересно определить, при каком значении параметра кавитации модифицированное число Струхаля достигает максимального значения и величину максимума $(Sh_м)_{max}$.

Функция (6) достигает максимума при

$$\bar{\tau} = 0{,}5\mu - \frac{\mu^2}{16};$$

при этом максимальное значение модифицированного числа Струхаля

$$(Sh_м)_{max} = \frac{1}{4}\sqrt{\mu}.$$

На рисунке представлены расчетные и экспериментальные зависимости $Sh_м = f(\bar{\tau})$ для двух генераторов кавитационных колебаний с углами раскрытия диффузора β, равными 20 и 30^0.

Если учесть сложность рассматриваемого явления, то можно считать, что и для числа Струхаля получена зависимость (6), позволяющая получить удовлетворительное согласование теоретических и экспериментальных результатов.

1. Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Манько И.К., Довготько Н.И. Исследование высокочастотных кавитационных автоколебаний в гидравлической системе с трубкой Вентури. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.П, с.104–113.
2. Манько И.К. Визуальное исследование кавитационных автоколебаний в гидравлической системе с прозрачной трубкой Вентури. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.П, с.113–118.
3. Пилипенко В.В., Задонцев В.А. Об одном механизме автоколебаний в гидравлической системе с кавитирующей трубкой Вентури. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.П, с.93–103.

УДК 534.11:681.3:519.2

В.Е.Кротченко, Б.В.Якимов

ПРИМЕНЕНИЕ ЭВМ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ФОРМ КОЛЕБАНИЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Для многих механических систем расчетная модель в виде стержня оказывается достаточной при оценке динамических нагрузок. Такой подход представляется особенно полезным при исследовании низкочастотных колебаний, т.е. когда длина волны – величина того же порядка, что и наибольший размер конструкции. Натурные динамические испытания позволяют уточнить параметры одномерной расчетной модели, более корректно интерпретировать результаты теоретических расчетов. Некоторые исследователи, больше доверяя результатам измерения форм колебаний, чем расчетным данным, используют "измеренные" формы для уточнения распределения масс и жесткостей конструкции [1].

Традиционный визуальный анализ, при котором формы колебаний строятся с помощью циркуля и линейки по данным, снятым с осциллограмм процесса, неэффективен из-за значительного времени расшифровки и низкой точности получаемых результатов. Только применение ЭВМ позволяет обеспечить необходимую для современной инженерной практики оперативность обработки и точность оценок частот и форм колебаний.

Эффективность применения ЭВМ для этих целей зависит от некоторых дополнительных требований к системе регистрации динамических процессов, которая должна проводиться либо непосредственно на машинные носители, либо перекодироваться на перфоносители без потери точности.

Необработанные результаты измерений форм колебаний могут содержать ошибки уже в процессе регистрации – выбросы, искажения частоты, нестационарность процесса относительно среднего значения и др. Как известно, под формой колебаний понимают распределение амплитуд j-й собственной частоты по координате в один и тот же момент времени. Если в этот момент некоторые гармонические составляющие содержат искажения, то это, несомненно, скажется на точности вычисления формы.

Для исследователя обработка массивов информации на ЭВМ происходит по-существу "вслепую", он лишен возможности корректировать местные искажения колебательного процесса, как это обычно делается при визуальном анализе. Поэтому система вычисленных ЭВМ форм, поступающая в конце концов в распоряжение исследователя, содержит ошибки, достаточно существенные, чтобы можно было пренебречь ими, но не настолько большие, чтобы поставить под сомнение правильность форм.

Одним из способов устранения этого недостатка автоматизированного вычисления форм колебаний является интегральная оценка этой величины за некоторый интервал времени τ, сглаживающая местные искажения процесса.

Пусть в k точках испытуемой конструкции регистрируются эмпирические функции $F_k(\tau)$, которые затем кодируются дискретно на машинных носителях информации с интервалом времени $\Delta\tau$, причем общее число точек наблюдения k-й реализации $2N+1$. За начальный момент $\tau = 0$ примем среднюю точку процессов $F_1(\tau)$, $F_2(\tau), \ldots, F_k(\tau)$, синхронизированных во времени для того, чтобы исключить ошибки, связанные со смещением начала отсчета.

Гармонический анализ позволяет представить в заданном диапазоне частот динамическую реакцию в k-й точке объекта в виде суммы j периодических компонент полезного сигнала

$$F_k(t) = \sum_{\alpha=1}^{j} (A_{\alpha k} \cos \theta_{\alpha k} t + B_{\alpha k} \sin \theta_{\alpha k} t) + n(t),$$

где $n(t)$ – аддитивный шум, $t = \frac{\tau}{\Delta\tau}$,

$$\theta_{\alpha k} = \frac{\pi p_{\alpha k}}{N} \qquad (p_{\alpha k} = 0, 1, \ldots, N).$$

Для вычисления формы α-го тона колебаний необходимо определить частоту $\omega_{\alpha k}$, амплитуду $C_{\alpha k}$ и фазу $\varphi_{\alpha k}$ соответствующей гармоники k-й реализации. Фазу можно определить как по отношению к началу, так и к середине исследуемого процесса.

Если функция $F(t)$ определена в интервале $(0, \infty)$, то

$$F_k(t) + F_k(-t) = 2 \sum_{\alpha=1}^{j} A_{\alpha k} \cos \theta_{\alpha k} t ,$$

$$F_k(t) - F_k(-t) = 2 \sum_{\alpha=1}^{j} B_{\alpha k} \sin \theta_{\alpha k} t ,$$

откуда определяют

$$C_{\alpha k} = N^{-1} \sqrt{A_{\alpha k}^2 + B_{\alpha k}^2} \text{ - амплитуду,}$$

$$\varphi_{\alpha k} = \operatorname{arctg} \frac{B_{\alpha k}}{A_{\alpha k}} \text{ - фазу } \alpha\text{-й гармоники}$$

по отношению к центру процесса $(t=0)$.

При вычислении форм колебаний целесообразно вычислить именно фазу $\varphi_{\alpha k}$, хотя фаза, определяемая по отношению к началу процесса, при визуальном анализе более наглядна.

Собственно определение форм колебаний целесообразно разделить на два этапа. Первый этап включает определение коэффициентов формы α-го тона колебаний в k точках конструкции. Алгоритм гармонического анализа в сочетании с системой фильтров обладает хорошими селективными свойствами и дает распределение в частотной области амплитуд и фаз гармонических компонент. Эти результаты принимаются за фиксированные точки - узлы. Второй этап оценки формы состоит в интерполяции упругой линии в промежутках между узлами: ЭВМ строит плавную кривую через узловые точки по некоторым интерполяционным функциям.

Структура процедур вычислений на ЭВМ формы колебаний представлена на рис.1.

На первом этапе каждая из эмпирических функций $F_k(\tau)$ обрабатывается последовательно. Вначале определяются статистические характеристики экстремумов процесса (блок 1). Предварительный гар-

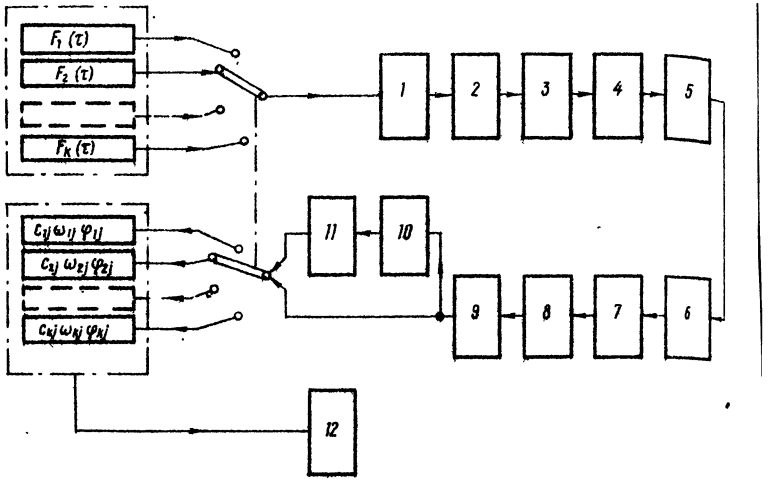


Рис.1.

монический анализ (блок 2) выделяет частоту α-го тона колебаний с максимальной амплитудой, затем определяются статистические характеристики α-й гармоники (блок 3), используемые в дальнейшем для фильтрации выбросов (блок 4).

Отфильтрованный от наиболее существенных выбросов процесс вновь проходит статистическую обработку (блок 5) и гармонический анализ (блок 6). Каждая из "подозреваемых" гармонических компонент процесса проверяется на истинность путем сопоставления результатов гармонического анализа полной $F_k(\tau)$ и усеченной $F_k(\tau_y)$ реализаций (блок 7). Критерием истинности служит близость вычисленных амплитуды $c_{\alpha k}$, частоты $\omega_{\alpha k}$ и фазы $\varphi_{\alpha k}$ α-й гармоники при длинах наблюдаемой реализации τ и τ_y.

В связи с проведенной фильтрацией некоторой части выбросов (блок 4) статистические границы распределения амплитуд сужаются по сравнению с ранее определенными (блок 8). Это позволяет более тщательно отфильтровать процесс – исключить амплитуды, превышающие новые статистические границы, а также исправить местные нарушения частоты процесса и выделить апериодическую составляющую (блок 9). Сглаженный процесс вновь подвергается гармоническому

анализу (блок 10) и проверке "подозреваемых" гармоник на истинность по усеченной реализации (блок 11).

Если таких местных нарушений процесса нет, то результаты гармонического анализа запоминаются в матрице

$$B = \begin{Vmatrix} \rho_1 & x_1 & \{C_{11}\omega_{11}\varphi_{11}\} \dots \{C_{j1}\omega_{j1}\varphi_{j1}\} \\ \rho_2 & x_2 & \{C_{12}\omega_{12}\varphi_{12}\} \dots \{C_{j2}\omega_{j2}\varphi_{j2}\} \\ \dots & \dots & \dots \dots \dots \\ \rho_k & x_k & \{C_{1k}\omega_{1k}\varphi_{1k}\} \dots \{C_{jk}\omega_{jk}\varphi_{jk}\} \end{Vmatrix},$$

где ρ_k, x_k – идентификатор и координата k-го параметра – заполняют первые два столбца матрицы B. Элементы последующих 3x16 столбцов связаны между собой и располагаются триадами $\{C_{\alpha k}\omega_{\alpha k}\varphi_{\alpha k}\}$. Количество столбцов в матрице фиксировано, количество строк определяется числом анализируемых параметров. Участвующие в построении формы параметры располагаются в порядке возрастания координаты x_k.

Отбор триад второй и последующих строк проводится по частотам гармонических компонент, размещенных в первой строке. Если $\omega_{\alpha 1} - \omega_{\alpha k} < \frac{0{,}25}{N\Delta t}$, то под α-й триадой первой строки размещается α-я триада k-й строки. Если $\omega_{\alpha 1} - \omega_{\alpha k} > \frac{0{,}25}{N\Delta t}$, то компоненты α-й триады k-й строки заполняются нулями. При построении формы принимаются во внимание только те гармоники, которые присутствуют в спектре большинства параметров (например, не менее, чем в 80% параметров). Если это условие выполнено, то для соответствующей гармоники строится форма колебаний.

Возможны случаи, когда первый параметр, принимаемый за эталонный, не содержит некоторых гармоник, присутствующих в спектре большинства остальных параметров. Чтобы не потерять таким образом некоторых форм колебаний, проводится предварительный анализ состава спектра не одного, а нескольких параметров. Запоминаются без какого-либо сравнения несколько строк матрицы B. Если минимальная частота ω_{k1} присутствует, по крайней мере, в двух строках, то она считается достоверной. Если выбранная частота $\omega_{1\alpha}$ отсутствует в остальных параметрах, то все триады α-й строки сдвигаются на одну влево. Отобранные таким образом частоты являются эталонными для остальных анализируемых параметров. Полученные триады $\{C_{\alpha k}\omega_{\alpha k}\varphi_{\alpha k}\}$ и определяют коэффициенты формы α-го тона колебаний в k-й узловой точке.

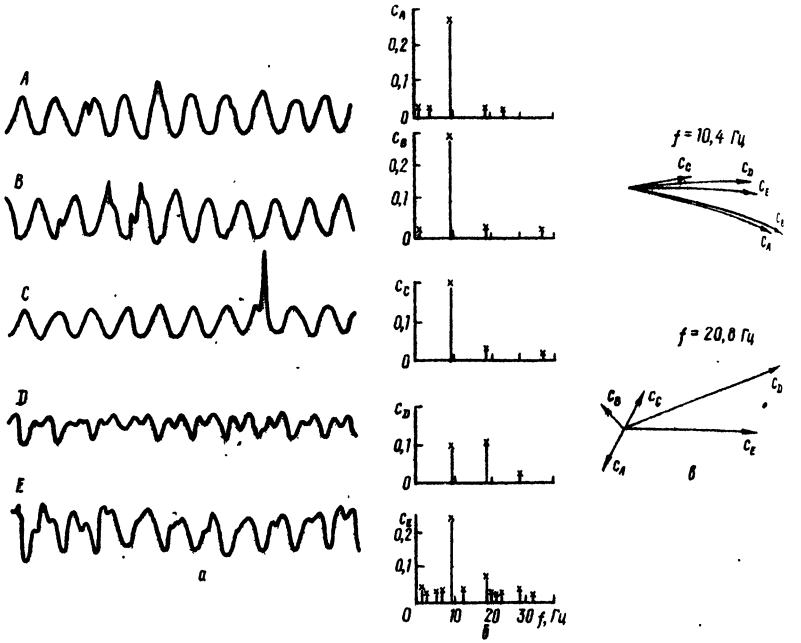


Рис.2.

Для интерполяции форм колебаний между узловыми точками (блок 12) используются кусочно-полиномиальные или сплайн-приближения, имеющие ряд преимуществ перед обычными полиномиальными приближениями. Широкое применение кубических сплайнов, т.е. приближенное представление кривой кусками кубической параболы, обычно различными между каждой парой узловых точек, объясняется их замечательными свойствами сходимости.

Кубический сплайн

$$S_3(x) = \sum_{g=0}^{3} C_g x^g + \sum_{i=1}^{n} y_i (x - x_i)^3$$

определяют как функцию, непрерывную на отрезке $[a, b]$ вместе со своими первой и второй производными, совпадающую с кубическим по-

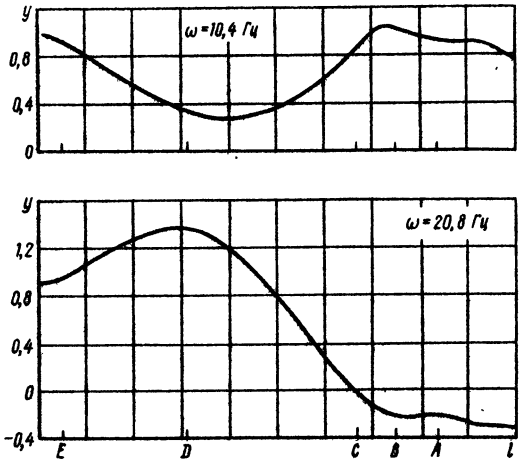


Рис.3.

линомом на каждом отрезке $[x_i, x_{i+1}]$ $(i = 0,1,\ldots,n)$ в пределах $a = x_0 < x_1 < \ldots = b$ и удовлетворяющую условиям $S_\Delta(y,x) = y_i$ $(i = 0,1,\ldots, n+1)$ [2].

Заданные в узловых точках

$$x_0 < x_1 < \ldots < x_n$$

значения функции y_i и значения наклонов в узлах m_i позволяют интерполировать форму колебаний на отрезке $[x_{i-1}, x_i]$

$$S_\Delta(x) = m_{i-1} h_i^{-2}(x_i - x)^2(x - x_{i-1}) - m_i h_i^{-2}(x - x_{i-1})^2(x_i - x) +$$

$$+ y_{i-1} h_i^{-3}(x_i - x)^2[2(x - x_{i-1}) + h_i] + y_i h_i^{-3}(x - x_{i-1})^2[2(x_i - x) + h_i],$$

где $h_i = x_i - x_{i-1}$.

Краевые условия для интерполируемой кривой приняты следующие

$$m_0 = (y_1 - y_0)(x_1 - x_0)^{-1}, \qquad m_n = (y_n - y_{n-1})(x_n - x_{n-1})^{-1}.$$

Проиллюстрируем эффективность вычисления на ЭВМ форм колебаний по результатам измерений динамических процессов в нескольких точках конструкции. Результаты получены на ЭВМ БЭСМ-4М с помощью программы, составленной на языке АЛГОЛ по изложенному выше алгоритму.

Анализировались динамические процессы, одновременно зарегистрированные в пяти точках A, B, C, D, E. Внешний вид кривых (рис.2,а) свидетельствует о том, что форму колебаний с частотой $f_1 = 10{,}4$ Гц можно выделить с определенной долей погрешности уже при визуальном анализе.

Однако даже при вычислении этой формы "машинный анализ" обладает большими возможностями. Помимо уточнения амплитуд этой гармонической компоненты (рис.2,б), машинный анализ дает информацию об относительных фазах между гармоническими компонентами одинаковой частоты в различных точках конструкции (рис.2,в). Возможности "машинного анализа" этим не исчерпываются. В частности, помимо формы колебаний с частотой $f_1 = 10{,}4$ Гц выделена еще одна форма колебаний с частотой $f_2 = 20{,}8$ Гц, последнюю визуально выделить практически невозможно. Это связано с тем, что, во-первых, амплитуды колебаний с частотой $f_1 = 10{,}4$ Гц на порядок превышают амплитуды остальных гармонических компонент, во-вторых, из-за сложных фазовых соотношений между отдельными гармониками. Фазовые соотношения между гармониками приведены на рис.2,в, формы колебаний соответствующих тонов – на рис.3.

1. Таргов В. Проверка ортогональности и коррекция измеренных форм колебаний. – Ракетная техника и космонавтика, 1976, 14, № 2, с.47–51.

2. Алберг Дж., Нильсон Э., Уолш Дж. Теория сплайнов и ее приложения. – М.: Мир, 1972. – 316 с.

УДК 534.11:534.282

В.Е.Кротченко

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ СПЕКТРА ЧАСТОТ СОБСТВЕННЫХ ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ СТЕРЖНЯ С ОСЦИЛЛЯТОРАМИ

Расчетная модель в виде упруговязкого стержня с осцилляторами широко распространена при исследованиях колебаний различных конструкций. В общем случае характеристики континуальной части модели (стержень) и дискретной части (осцилляторы) неоднородны по длине стержня.

Известно, что в системе с распределенными параметрами каждой длине волны соответствует одна частота, а в системе с сосредоточенными параметрами – две частоты TV. Рассмотрим как эти, принципиально разные, свойства сочетаются в модели, имеющей сосредоточенные включения типа осцилляторов в распределенные параметры.

Предположим, что к некоторым сечениям x_q неоднородного стержня длиной l присоединены осцилляторы (масса m_q, жесткость k_q, коэффициент неупругого сопротивления γ_q). Примем во внимание несовершенную упругость материала по модели Кельвина – Фохта, для математического описания этой модели воспользуемся теорией Е.С.Сорокина о частотно-независимом внутреннем трении [2]. Пусть коэффициенты неупругого сопротивления $\gamma(x)$, как и плотность $\rho(x)$, и жесткость $EF(x)$, распределены по длине стержня произвольным образом.

Краевая задача о продольных колебаниях неоднородного стержня сводится к дифференциальному уравнению вида

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[(a(x)+ib(x))EF(x)\frac{\partial u}{\partial x}\right]+\rho(x)F(x)\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=\sum_{q=1}^{m} c_q u(x,t)\Big|_{x=x_q}\sigma_1(x-x_q),$$

$$a(x)=\left(1-\frac{1}{4}\gamma^2(x)\right)\left(1+\frac{1}{4}\gamma^2(x)\right)^{-1},\quad b(x)=\gamma(x)\left(1+\frac{1}{4}\gamma^2(x)\right)^{-1}. \qquad (1)$$

Реакции осцилляторов в правой части уравнения (1) определяются динамической жесткостью c_q и осевым смещением соответствующего сечения стержня $u(x_q,t)$, $\sigma_1(x-x_q)$ – импульсивная функция первого порядка.

Для того чтобы проинтегрировать уравнение (1), произвольные зависимости F,ρ,γ от x заменим кусочно-постоянными и разделим стержень на j участков, в пределах которых величины F_j,ρ_j,γ_j постоянны. Эта аппроксимация достаточно общая, так как, подбирая длины участков, можно отразить действительные изменения параметров по длине стержня с вполне достаточной для инженерных расчетов степенью приближения.

Уравнение (1) при заданных краевых условиях допускает применение метода Фурье, согласно которому общее решение ищем в виде

$$u(x,t)=\sum_{k=1}^{\infty} U_k(x)\exp(-h_k t+i\omega_k t). \qquad (2)$$

Фундаментальные функции задачи $U_k(x)$, через которые представлены упругие деформации стержня, в пределах каждого участка удовлетворяют уравнению

$$U_k''(x) + \alpha_j \lambda_k^2 l^{-2} U_k(x) = 0,$$

$$\alpha_j = -(a_j + i b_j)^{-1}\left(i - \frac{h_k}{\omega_k}\right)^2\left[1 + \sum_{q=1}^{m} \rho_j^{-1} F_j^{-1}(-h_k + i\omega_k)^{-2} C_q \sigma_1(x - x_q)\right], \qquad (3)$$

$$\lambda_k^2 l^{-2} = E^{-1} \rho_j \omega_k^2 .$$

Уравнение (3) получено подстановкой решения (2) в уравнение (1) и переносом членов, содержащих динамическую реакцию включения, в левую часть уравнения. Величина C_q, определенная из условий динамического равновесия осциллятора, из-за комбинированного влияния трения и упругих сил является комплексной:

$$C_q = R \exp i\varphi$$

$$R = m\omega_k^2\left\{\left[1 + \gamma_q \frac{\omega_k}{\omega_q}\left(\gamma_k + \gamma_q \frac{\omega_k}{\omega_q}\right)\right]\left[\left(1 - \frac{\omega_k^2}{\omega_q^2}\right) + \gamma_k \gamma_q \frac{\omega_k}{\omega_q}\left(1 + \frac{\omega_k^2}{\omega_q^2}\right)\right]^{-1}\right\}^{1/2},$$

$$tg\,\varphi = \left[\gamma_q \frac{\omega_k}{\omega_q}\left(\frac{1}{2}\gamma_k^2 + \frac{\omega_k^2}{\omega_q^2}\right) + \gamma_q\left(1 + \gamma_q^2 \frac{\omega_k}{\omega_q}\right)\right]\left[\frac{\omega_k^2}{\omega_q^2} - 1 + \frac{1}{2}\gamma_k \gamma_q \frac{\omega_k}{\omega_q}\left(\frac{\omega_k^2}{\omega_q^2} - 2\right)\right]^{-1}.$$

Коэффициент $\alpha_j \lambda_k^2 l^{-2}$ в комплексном пространстве $x - Re U - Im U$ имеет тот же смысл, что и длина волны в плоскости $x - Re U$ для идеально упругой системы. В пределе, если не принимать во внимание демпфирование ($\gamma_q = 0$) и сосредоточенных включений ($C_q = 0$), то $\alpha_j = 1$, а λ_k – расстояние, на котором совершается одно полное колебание. Следует учитывать некоторую условность приведенного выше сравнения, так как такими понятиями, как длина волны, оперируют тогда, когда собственные функции имеют вид синусоид. Распределение амплитуд колебаний в неоднородном стержне по форме отличается от синусоиды. Фундаментальные функции $U_k(x)$ дают представление об упругой линии колеблющегося стержня в фазовом пространстве, напоминающее голограмму процесса – в каждой точке стержня определяется не только амплитуда, но и фаза колебаний.

Для решения уравнения (3) воспользуемся модификацией матрич-

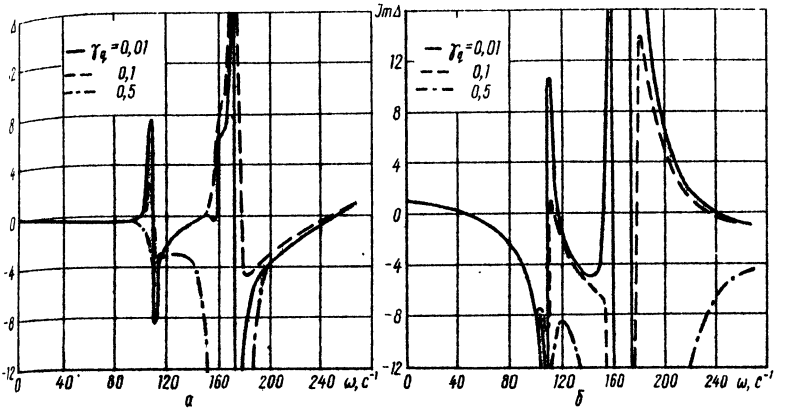


Рис.1.

ной формы метода начальных параметров [3]. В некоторой области изменения параметров ω_k, γ_k вычислим соответствующий заданным краевым условиям минор Δ матрицы

$$D = \prod_{j=1}^{m} [a(l_j)] ,$$

где $[a(l_j)]$ – передаточная матрица j-го участка стержня.

При формировании краевых условий следует задавать модули и фазы компонентов вектора перемещений и усилий на концах стержня. Обычно необходимо оценить относительный сдвиг фаз, поэтому на одном из концов стержня задают фазу колебаний, а на другом принимают ее равной нулю.

В пространстве с координатами $\omega, Re\Delta, Jm\Delta$ при фиксированном γ_k годограф вектора Δ описывает винтовую линию вокруг оси ω. Величины λ_k, при которых эта винтовая линия пересекает плоскость ω-$Jm\Delta$ в заданной краевыми условиями точке

$$Re\,\Delta = 0, \qquad Jm\,\Delta = a_k \tag{4}$$

и есть собственные числа задачи. Величина λ_k определяет частоту ω_k и коэффициент неупругого сопротивления γ_k k-го тона колебаний исследуемой системы.

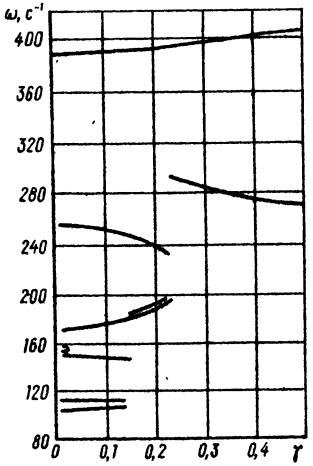


Рис.2.

Анализ пространственной кривой, описываемой вектором Δ, сопряжен с определенными трудностями; целесообразнее исследовать проекции годографа вектора Δ на плоскости ω-$Re\Delta$ и ω-$Im\Delta$. Эти проекции дают возможность выделить те особенности, которые вносят упругоподвешенные массы в спектр частот собственных колебаний системы.

Рассмотрим неоднородный стержень с тремя упругоподвешенными массами $m_A, m_Б, m_Д$. Этого количества масс достаточно для того, чтобы выяснить некоторые принципиальные вопросы, связанные с влиянием демпфирования на спектр частот. Задавая определенное демпфирование осцилляторов (одинаковое для всех трех масс), определяем собственные частоты связанной системы. Исходные данные для расчета по упругим и инерционным характеристикам приведены в работе [4].

Кривые $Re\,\Delta = f(\omega)$, $Im\,\Delta = f(\omega)$ на рис.1 приведены для трех значений коэффициента неупругого сопротивления γ_q, равного 0,02; 0,1; 0,5. При $\gamma_q = 0,5$ зависимость $Re\Delta$ не пересекает ось ω в диапазоне частот 0 – 250 $с^{-1}$. С уменьшением демпфирования в пять раз функция $Re\,\Delta$ пересекает ось ω в нескольких точках ($\omega_1 = 108,7$ $с^{-1}$, $\omega_2 = 109,6$ $с^{-1}$, $\omega_3 = 148,9$ $с^{-1}$, $\omega_6 = 176,9$ $с^{-1}$, $\omega_7 = 249,9$ $с^{-1}$). Если еще в десять раз уменьшить демпфирование, то в области, близкой к

парциальной частоте массы m_q, кривая $Re\,\Delta$ будет деформирована синусоидальным всплеском, который пересечет ось ω дополнительно в двух точках, собственные частоты системы несколько изменятся по величине ($\omega_1 = 102{,}8\ c^{-1}$; $\omega_2 = 109{,}7\ c^{-1}$; $\omega_3 = 150{,}3\ c^{-1}$; $\omega_4 = 155\ c^{-1}$; $\omega_5 = 157{,}7\ c^{-1}$, $\omega_6 = 173{,}4\ c^{-1}$; $\omega_7 = 253\ c^{-1}$). На всех этих частотах $Im\,\Delta \neq 0$ (см. рис.1).

Из рассмотренного графика (см. рис.1) следует, что в зонах парциальных частот ω_q при критическом значении коэффициента неупругого сопротивления γ_q^* зависимость $Re\,\Delta = f(\omega)$ касается оси ω, а при $\gamma_q < \gamma_q^*$ пересекает эту ось в двух точках ω_k и ω_{k+1}. Чем меньше демпфирование, тем дальше отстоят эти точки друг от друга (максимальное расстояние между ними при $\gamma_q \to 0$).

Результаты расчетов, приведенные в таблице и на рис.2, показывают, что степень и характер влияния демпфирования на спектр колебаний связаны с "происхождением" частот. Демпфирование оказывается инструментом, помогающим "привязке" частот к дискретной или континуальной частям модели. Особенность частот, связанных с осцилляторами, в их дуализме – в спектре частоты появляются парами. С ростом демпфирования такие частоты попарно сближаются, а затем вырождаются при некотором критическом значении γ_q^*. При $\gamma_q > \gamma_q^*$ масса осциллятора колеблется как жестко присоединенная к стержню.

Следует отметить, что спектр частот, приведенный в работе [4], неполный – определены только по одной из каждой пары частот, связанных с осцилляторами (таблица).

Взаимодействие осциллятора с остальной частью модели в основном зависит от демпфирования осциллятора и соотношения его массы m и массы связанной системы M. В области спектра вблизи парциальной частоты осциллятора ω_q задачу можно свести к двухмассовой модели.

Для системы с двумя степенями свободы существуют две точки P и Q, через которые проходят все кривые относительных амплитуд, независимо от затухания. Если бы можно было определить их положение, задача подбора оптимального демпфирования была бы решена.

Положение абсцисс точек P и Q (т.е. корни g_P и g_Q) в случае, когда частота осциллятора близка частоте связанной системы, можно определить по результатам вычислительного эксперимента. Из графиков и в обозначениях работы [5] следуют простые приближенные формулы, устанавливающие связь:

Тон колебаний	Консервативная модель по результатам [4]	Частота, $с^{-1}$				Параметры осцилляторов	
		Коэффициенты неупругого сопротивления осцилляторов в неконсервативной модели				Критическое значение коэффициентов неупругого сопротивления	Парциальная частота, $с^{-1}$
		0,01	0,1	0,2	0,3		
1	103,4	102,8	103,7	–	–	0,1455	109,5
2	–	109,7	109,6	–	–		
3	151,3	150,3	148,9	–	–		
4	–	155,0	–	–	–		
5	–	157,7	–	–	–	0,0155	158,1
6	–	173,4	176,9	188,6 189,1	–	0,2255	173,2
7	257,1	253,0	249,9	239,9	285,3		
8	354,2	389,0	389,7	392,1	395,9		

а) между корнями q_p и q_Q и оптимальным демпфированием

$$q_p = 1 - \alpha \gamma^{p}_{опт}, \qquad q_Q = 1 + \beta \gamma^{Q}_{опт};$$

б) между оптимальным демпфированием и соотношением масс μ

$$\gamma^{p}_{опт} = \beta \sqrt{\mu}, \qquad \gamma^{Q}_{опт} = \alpha \sqrt{\mu}, \qquad \mu = mM^{-1};$$

в) между корнями q_p и q_Q и соотношением масс μ

$$q_p = 1 - \alpha\beta\sqrt{\mu}, \quad q_Q = 1 + \alpha\beta\sqrt{\mu}, \qquad \alpha = 0{,}51, \quad \beta = 0{,}67.$$

1. Мандельштам Л.И. Лекции по теории колебаний. – М.: Наука, 1972. – 470 с.

2. Сорокин Е.С. Частотно-независимое внутреннее трение в материалах и гипотеза Фохта. – Строит. механика и расчет сооружений, 1976, № 2, с.68–72.

3. Крютченко В.Е. К собственным крутильным колебаниям стержней с сосредоточенными включениями. – Тр.ДИИТ, 1975, вып.158, с.106–111.

4. Колесников К.С. Продольные колебания ракеты с жидкостным ракетным двигателем. – М.: Машиностроение, 1971. – 260 с.

5. Крютченко В.Е. Зависимость собственных частот от демпфирования при резонансных колебаниях жидкости в упругой конструкции. – В кн.: Кавитационные автоколебания и динамика гидравлических систем. Киев: Наук.думка, 1977, с.90–93.

УДК 536.24.08

В.Е.Ходурский

О МЕТОДИКЕ ФИКСАЦИИ КРИЗИСА ТЕПЛООТДАЧИ

В настоящее время общепринято мнение о наличии, по крайней мере, двух принципиально различных механизмов кризиса теплоотдачи [1,2]. По В.Е.Дорощуку [3], это кризис теплоотдачи первого и второго рода. Кризис теплоотдачи второго рода в отличие от кризиса теплоотдачи первого рода, вызываемого переходом от режима пузырькового кипения к пленочному кипению, объясняется высыханием пристенной жидкой пленки.

Проведенные исследования [1-4] показывают, что высыхание пристенной пленки происходит постепенно и растянуто не только во времени (что объясняется тепловой инерцией стенок теплообменника и жидкой пленки), но и в значениях определяющих параметров. Так, при кризисе теплоотдачи к калию в змеевиках [5] разрушение пристенной жидкой пленки может начинаться при паросодержании $x'_{кр} \simeq 0{,}5$, а ее полное высыхание по всему периметру при $x''_{кр} \simeq 1$. Кризис теплоотдачи второго рода развивается плавно, без ярко выраженного скачка температуры не только при кипении калия в змеевиках, но и при кипении воды. В ранних исследованиях различали "быстрый" и "медленный" кризис теплоотдачи, последний - это кризис теплоотдачи второго рода.

Несмотря на то, что выявлен новый механизм, обладающий рядом специфических особенностей, при исследовании обоих видов кризиса применяют единый метод его фиксации. Этот метод состоит в том, что постепенно (ступеньками) повышается тепловая нагрузка на экспериментальный участок при постоянном значении входных параметров. Иногда, при постоянной тепловой нагрузке уменьшают расход или увеличивают теплосодержание на входе. Кризис теплоотдачи фиксируется при нарушении температурного режима греющей стенки - визуально, по покраснению греющей стенки; по разбалансу моста, в плечи которого включены два участка греющего трубопровода; по превышению показаний контрольной термопары. Перечисленные способы являются в конечном итоге различными методами фиксации повышения температуры греющей стенки выше некоторого, произвольно выбранного экспериментатором уровня дискриминации $\Delta T_д$.

На рис.1,а,б приведены типичные диаграммы изменения основных параметров ($T_{ст}$ - температура стенки; $\bar{N} = \frac{N}{N_{макс}}$ - относительная теп-

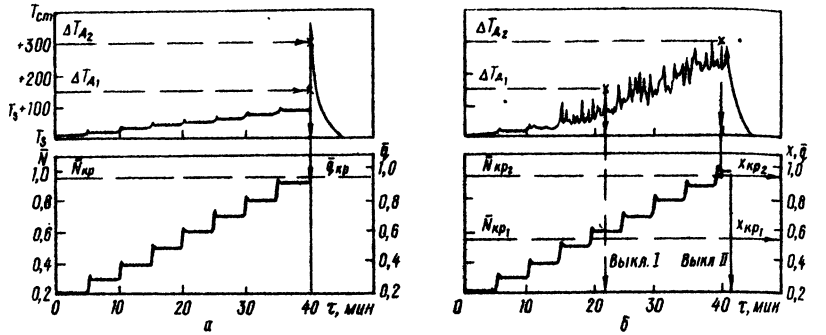


Рис. I.

ловая нагрузка; $q=\frac{q}{q_{макс}}$ – относительный тепловой поток; x – паросодержание) при кризисе теплоотдачи первого и второго рода соответственно. Анализ показывает, что выбор величины $\Delta T_д$ не влияет на экспериментальные значения $q_{кр}$ при кризисе теплоотдачи первого рода и может оказать определяющее влияние на $x_{кр}$ при кризисе второго рода.

Таким образом, следует признать недостаточную корректность обычной методики для изучения кризиса теплоотдачи второго рода. Использование такой методики фиксации кризиса может привести к неправильным выводам. Например, при постоянном уровне дискредитации (что обычно бывает в исследованиях) экспериментальные значения критического паросодержания будут уменьшаться с ростом локального в месте возникновения кризиса теплового потока, даже при условии, что паросодержание начала разрушения жидкой пристенной пленки не будет зависеть от локального значения тепловой нагрузки. Таким образом, как следствие некорректности экспериментальной методики, $\bar{q}_{кр}$ и $\bar{x}_{кр}$ для кризиса теплоотдачи второго рода становятся "зависимыми" от эпюры распределения тепловой нагрузки по длине экспериментального участка, проявляется "влияние" паросодержания входа и метода обогрева на кризис теплоотдачи.

Корректным для обоих видов кризиса теплоотдачи представляется индикация кризиса теплоотдачи по максимуму функции зависимости коэффициента теплоотдачи от определяющего параметра. При этом значение коэффициента теплоотдачи должно быть среднеинтегральным по периметру и времени.

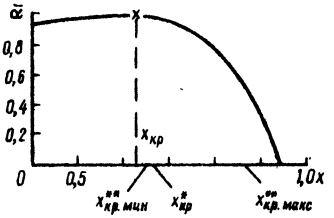


Рис.2.

Осушение пристенной пленки, как правило, происходит постепенно, сначала периодически появляются перемещающиеся по поверхности сухие пятна. Из-за возникновения и исчезновения этих пятен и их перемещения по поверхности в греющей стенки возникают пульсации температуры стенки. Определение среднеинтегральных значений коэффициентов теплоотдачи в этих условиях по обычной методике, измерением температуры стенки и вычислением температуры внутренней поверхности стенки с учетом локальных тепловых потоков, геометрии и теплопроводности стенки, становится исключительно трудоемкой задачей.

В связи с этим рациональной представлялась индикация кризиса теплоотдачи по появлению пульсаций температуры стенки или развертки температуры по длине или периметру канала [3,4]. Однако, как показывает анализ (рис.2) данных [5], полученных при исследовании кризиса теплоотдачи к парокалиевым потокам в змеевиках, эти методы также недостаточно надежны и дают несколько завышенные значения критического паросодержания, под которым следует подразумевать паросодержание, выше которого наступает уменьшение коэффициента теплоотдачи. Так, значение критического паросодержания $x^{**}_{кр}$, определяемое по пульсациям температуры стенки, значительно зависит от места установки контрольной термопары; максимальное расхождение данных достигает 25–30%. Значения критического паросодержания, определенные по изменению характера температурной развертки по периметру $x^{*}_{кр}$, оказались в среднем на 2–5% выше $x_{кр}$, определенных по максимуму кривой $\bar{\alpha} = f(x)$.

В связи с этим для исследования кризиса теплоотдачи второго рода предлагается использовать датчик среднеинтегрального теплообмена, представляющий собой микротеплообменник типа "греющая жидкость – кипящая жидкость" длиной 3–5 калибров, установленный сразу за выходом основного экспериментального участка. Уменьшение

температуры греющей жидкости в микротеплообменнике ΔT_r будет практически прямо пропорционально среднеинтегральному по поверхности и времени коэффициенту теплоотдачи к кипящей жидкости, при условии постоянства температуры на входе и расхода греющей жидкости. Поэтому индикацию кризиса теплоотдачи можно производить без определения истинных значений коэффициентов теплоотдачи, по характеру изменения кривой ΔT_r как функции определяющего кризис параметра.

Несмотря на серьезное усложнение экспериментальных установок, использование такого метода фиксации кризиса теплоотдачи позволит избежать методических ошибок и получать более корректные данные о кризисе теплоотдачи второго рода.

1. Теплообмен и гидродинамика: Тр.У Всесоюз.конф. по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазного потока в элементах энерг.машин и аппаратов. – Л.: Наука, 1977. – 201 с.

2. Теплообмен 1974. Сов.исслед.: Материалы конф. (Токио, 3–8 сент. 1974 г.). – М.: Наука, 1975. – 367 с.

3. Дорощук В.Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. – М.: Энергия, 1970. – 167 с.

4. Ходурский В.Е. Исследование работы змеевикового калиевого парогенерирующего канала. – Тез. докл.У Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазного потока в элементах энерг. машин и аппаратов. Л.: Наука, 1974, с.86–88.

5. Prismjakov V.F., Morozov J.D., Khodursky V.E. The heat transfer crisis to potassium two-phase flow in helical coils. Abstracts of paper the 6th LMBWG meeting at Risley, 1975, p. 56–61.

УДК 533.6:621.4

Ю.В.Гора, Л.З.Гребенюк, Н.Д.Коваленко,
С.И.Пономаренко, Г.А.Стрельников

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАСЧЕТНЫХ РЕЖИМОВ РЕГУЛИРУЕМОГО ТАРЕЛЬЧАТОГО СОПЛА

В практике использования регулируемого тарельчатого сопла представляет интерес получение характеристик соплового потока, таких как распределение давления по контуру сопла, форма свободной поверхности потока, параметры течения на выходе сопла, а также интегральных характеристик сопла (тяги или коэффициента тяги). Исследование этой проблемы сейчас только начинается, хотя течение идеального (невязкого) газа в соплах Лаваля и некоторых кольцевых соплах изучено достаточно подробно [1-5, 7,8,13].

Расчет течения внутри регулируемого тарельчатого сопла, работающего на нерасчетных режимах, представляет значительные трудности из-за наличия донной области в потоке за обрезанным центральным телом сопла. Исследование регулируемого тарельчатого сопла, режимы которого регулируются по двум параметрам: площади критического сечения и давлению на входе в сопло, проводится в [6]. Однако основное внимание в указанной работе уделяется влиянию конструктивных параметров сопла на его характеристики. При этом практически отсутствуют сведения об особенностях течения и надежные методы расчета регулируемого тарельчатого сопла на разных режимах.

В настоящей работе представлен метод расчета сверхзвукового течения в тарельчатом сопле, с использованием которого проводится исследование характеристик указанного сопла при его регулировании.

1. Рассмотрим невязкое течение совершенного газа в области $OACC_1$, ограниченной начальной характеристикой OA, контуром сопла AC и границей струи OC_1 (рис.1). Указанная область разбивалась на две подобласти: $OABB_1$ и B_1BCC_1, в каждой из которых течение рассчитывалось наиболее удобным методом. В области B_1BCC_1 параметры течения находились с помощью метода сквозного счета [11], а условия на границе B_1B определялись в результате расчета $OABB_1$ методом характеристик. Граница B_1B подбирается таким образом, чтобы на ней и вниз по потоку от нее выполнялось условие $u>a$ [11], где a - местная скорость звука; V, u, v - скорость и ее составляющие в осевом и радиальном направлениях x, r.

На внутренней свободной границе потока OC_1 задавалось посто-

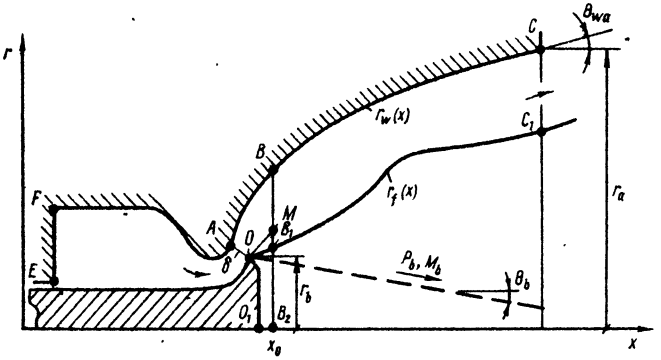


Рис.1.

янное давление p_b (донное давление), а на контуре – условие непротекания: $v/u = tg\,\theta_w$ (θ_w – текущий угол наклона образующей стенки сопла к оси). Для расчета области $OABB_1$ (см.рис.1) методом характеристик на начальной характеристике OA задавались значения газодинамических параметров, близкие к критическим (например, $\lambda = 1{,}001$, $\lambda = v/a_{кр}$, индекс "кр" обозначает критические параметры), и некоторое распределение угла θ вдоль OA. Как указывается в [2,13], подобные слабые "возмущения" граничных условий в трансзвуковой области практически не влияют на результаты расчета характеристик сопла. Характеристика OA принималась прямолинейной и совпадающей с нормалью к контуру $r_w(x)$ сопла, проведенной из угловой точки O. Затраты машинного времени для расчета указанной области $OABB_1$ оказываются сравнительно небольшими, так как эта область мала по сравнению со всей областью соплового потока. Кроме того, при любом положении перемещаемого центрального тела часть рассматриваемой области составляет область автомодельного течения $OABM$, где OM – последняя характеристика веера волн разрежения в окрестности угловой точки O для заданных значений ψ и $\bar{p}_b$. (Здесь $\psi = F_{кр}/(\pi r_b^2)$, $\bar{p}_b = p_b/p_0$; $F_{кр}$ – площадь критического сечения; p_0 – полное давление на входе в сопло; r_b – радиус центрального тела; верхняя черта обозначает соответствующие безразмерные параметры.) Это позволяет использовать результаты расчета сектора $OABM$ на режиме с бо́льшим значением $\bar{p}_b$ в качестве граничных условий для расчета области OMB_1 на режиме с меньшим значением $\bar{p}_b$ при $\psi = const$. При этом для прак-

тически реализуемых режимов область OMB_1 оказывается малой по сравнению с рассматриваемой областью $OABB_1$.

Для режимов с открытой донной областью давление $\bar{p}_б$ принималось на основе экспериментальных данных. В случае замкнутой донной области величина $\bar{p}_б$ для рассматриваемого тарельчатого сопла при $\varphi = \varphi_{расч}$ может быть найдена с помощью метода Муллера [9] (индекс "расч" обозначает параметры расчетного режима).

Для расчета $\bar{p}_б$ в замкнутой области в общем случае: $\varphi \neq \varphi_{расч}$ использовался следующий приближенный способ. Будем считать, как в [10], что существует универсальная функция $\theta^*(M_б)$, где θ^* – допустимый угол поворота вязкого слоя на границе потока при поджатии его в области ближнего следа, $M_б$ – число Маха на свободной границе невязкого потока (см. рис.1). Тогда, согласно [10], величина $\bar{p}_б$ определяется из условия совпадения угла $\theta_б$ наклона свободной границы невязкого потока в точке прилипания со значением $\theta^*(M_б)$, где $M_б$ находится в зависимости от $\bar{p}_б$ по соотношению изэнтропы. При этом достаточно нескольких итераций по $\bar{p}_б$, в каждой из которых угол $\theta_б$ определяется в результате расчета поля невязкого потока при заданном $\bar{p}_б$. Используются экспериментальные данные о функции $\theta^*(M_б)$, приведенные в [10].

При определении тяговой характеристики удобно представить тягу P в виде

$$P = P_{in} + \Delta P_н \quad , \tag{1}$$

где P_{in} – равнодействующая сил давления и трения по внутренним поверхностям сопла; $\Delta P_н$ – равнодействующая сил наружного давления $p_н$:

$$\Delta P_н = -F_a p_н , \qquad F_a \text{ – площадь сечения среза.}$$

Величину P_{in} будем находить в виде суммы:

$$P_{in} = P_{in\,0} + \Delta R_w , \tag{2}$$

где $P_{in\,0}$ и ΔR_w – равнодействующие сил давления и трения по контурам O_1OEFAB и BC соответственно (см. рис.1).

Из уравнения количества движения для контрольного объема газа, ограниченного контуром $OEFABB_2O_1$, пренебрегая количеством движения газа во входном сечении сопла EF, имеем

$$p_{in0} = 2\pi \int_0^{r_w(x_0)} (\rho u^2 + p) r dr . \qquad (3)$$

Как известно, в отрывной зоне непосредственно за обтекаемым уступом (центральным телом) скорость течения мала по сравнению со скоростью прилегающего к донной области невязкого потока; при этом давление в поперечном сечении отрывной зоны может быть принято постоянным. Тогда из (2), (3) имеем

$$p_{in} = I_0 + \pi r_f^2(x_0) p_b + \Delta R_w ,$$

где $I_0 = 2\pi \int_{r_f(x_0)}^{r_w(x_0)} (\rho u^2 + p) r dr$; r_w и r_f – текущие радиусы контура стенки и свободной поверхности, x_0 – координата сечения $B_1 B$.

Здесь величины I_0 и $r_f(x_0)$ находятся расчетом трансзвуковой области $OABB_1$, а ΔR_w – расчетом сверхзвуковой области потока $B_1 BCC_1$.

Равнодействующая сил трения по стенкам сопла определяется с использованием соотношений турбулентного пограничного слоя [14], после того, как рассчитано поле невязкого течения около стенки.

2. С использованием разработанного метода решения прямой задачи рассчитывалось течение и тяговые характеристики регулируемого тарельчатого сопла со следующими параметрами (сопло 1): $r_a/r_b = 1{,}87$; $l_a/r_b = 1{,}64$; $\theta_{wa} = 8{,}5^\circ$; ($l_a$ – расстояние от угловой точки центрального тела до выходного сечения при $\psi = \psi_{расч}$; θ_{wa} – угол полураствора стенок сопла в выходном сечении). Сверхзвуковая часть сопла спрофилирована по методу прямолинейных характеристик [12]. Расчеты проводились при $k = 1{,}4$ (воздух) для значений относительной площади критического сечения $\psi = 0{,}0806$; 0,162; 0,245 (это соответствует значениям кольцевых зазоров в критическом сечении $\delta = 1$; 2 и 3 мм при $r_b = 25$ мм). Режим сопла задавался в расчетах параметрами ψ и $\bar{p}_b$. В результате расчета поля течения внутри сопла было получено распределение относительного статического давления $\bar{p}_w = p_w/p_0$ вдоль образующей стенки сопла для различных режимов. Зависимость $\bar{p}_w(\bar{x})$, а также соответствующие экспериментальные данные представлены на рис.2 (здесь и ниже обозначено: $\bar{x} = x/r_b$, $\bar{r} = r/r_b$). Сплошными линиями даны результаты для $\psi = 0{,}162$; 1 – $\bar{p}_b = 0{,}005$; 2, Δ – 0,0165; 3, □ – 0,0373; 4, ○ – 0,00742; штриховыми – для $\psi = 0{,}245$; 5 – $\bar{p}_b = 0{,}010$; 6 – 0,050; 7 – 0,0807. Как видно, кривая

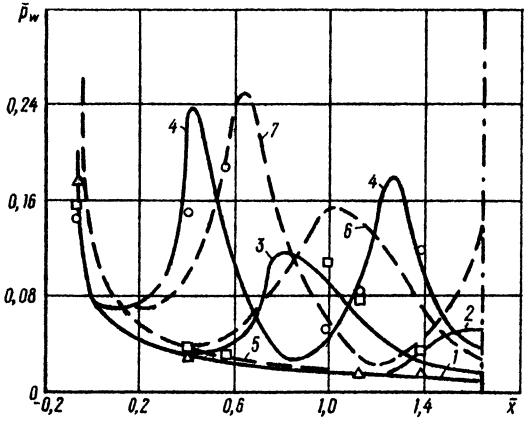


Рис.2.

$\bar{p}_w(\bar{x})$ имеет в общем случае циклический характер. При этом с увеличением ψ, а также с уменьшением $\bar{p}_b$ участок автомодельного течения вдоль стенки сопла распространяется все дальше от критического сечения; одновременно с этим на неавтомодельном участке течения вдоль стенки длина зон повышения давления и последующего его понижения увеличивается. С учетом этого некоторые несовпадения расчетной кривой $\bar{p}_w(\bar{x})$ с данными эксперимента могут объясняться отличием значений ψ и $\bar{p}_b$, используемых в расчетах, от соответствующих значений в условиях эксперимента вследствие погрешностей замера кольцевого зазора δ и донного давления $\bar{p}_b$. Указанные несовпадения объясняются также отличием действительного значения коэффициента расхода μ от используемой в расчетах величины $\mu = 0,94$; последняя принята с учетом экспериментальных данных [6].

Геометрическая форма свободной поверхности невязкого соплового потока для ряда режимов показана на рис.3. Результаты для $\psi =$ $= 0,162$ представлены сплошными линиями: 1 – $\bar{p}_b = 0,00089$; 2 – 0,003; 3 – 0,010; 4 – 0,0742; для $\psi = 0,245$ – штриховыми; 5 – $\bar{p}_b = 0,0041$; 6 – 0,010; 7 – 0,020; 8 – 0,0807; линия 9 изображает контур сопла. Как видно, на режимах с замкнутой донной областью образующая $\bar{r}_f(\bar{x})$ свободной поверхности близка к прямолинейной, тогда как на режимах с недорасширением (донная область открыта) струя имеет характерную

форму "бочек". При этом длина "бочки" увеличивается вместе с увеличением толщины кольцевой струи, т.е. при увеличении ψ, а также при уменьшении $\bar{p}_b$.

Расчеты распределения коэффициента скорости λ и угла θ по сечению струи на выходе для различных режимов сопла показывают, что поток в выходном сечении существенно неоднородный как по величине, так и по направлению вектора скорости. Однако средние по этому сечению значения газодинамических параметров оказываются близкими к значениям их на свободной границе невязкого потока. Такой результат подтверждается также сравнением величин $\bar{p}_{a\,cp}$ и $\bar{p}_b$, где $\bar{p}_{a\,cp}$ определяется соотношением

$$\bar{p}_{a\,cp} = p_{a\,cp}/p_0, \quad p_{a\,cp} = \frac{2}{r_a^2 - r_{fa}^2}\int_{r_{fa}}^{r_a} p r\,dr,$$

r_a и r_{fa} – радиусы выходного сечения и свободной границы в выходном сечении.

Сравнение расчетной зависимости величины внутренней составляющей коэффициента тяги $k_{p\,in} = p_{in}/(p_0 F_{kp})$ от параметров режима $\psi, \bar{p}_b$ с экспериментальными данными дало в основном хорошее совпадение результатов. Некоторое систематическое отклонение результатов расчета $k_{p\,in}$ от соответствующих экспериментальных данных для $\psi = 0{,}0806$ может объясняться погрешностью измерения кольцевого зазора в условиях эксперимента ввиду малости величины этого зазора ($\delta = 1$ мм).

Была рассчитана зависимость от параметров режима величины $\Delta k_{p\,тр}$ потерь коэффициента тяги сопла за счет трения газа о стенки. При этом величина $\Delta k_{p\,тр}$ определялась как

$$\Delta k_{p\,тр} = \Delta R_{тр}/(p_0 F_{kp}),$$

где равнодействующая сил трения $\Delta R_{тр}$ находилась по соотношениям турбулентного пограничного слоя с использованием полученного распределения газодинамических параметров невязкого потока вдоль стенок сопла.

Получено, что при малых значениях $\bar{p}_b$, при которых течение вдоль стенки остается автомодельным, величина $\Delta k_{p\,тр}$ не зависит от $\bar{p}_b$ и определяется параметром ψ, в обратной зависимости от величины последнего. Однако при увеличении $\bar{p}_b$ выше некоторого значения

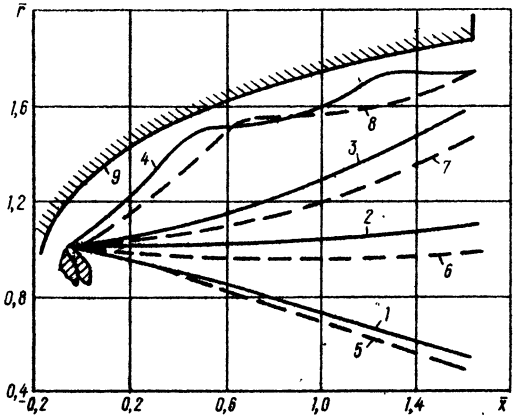


Рис.3.

$\bar{p}_{b\,авт}$ ($\bar{p}_{b\,авт}$ соответствует такому режиму течения, что последняя характеристика веера волн разрежения с центром в угловой точке O (см. рис.1) падает на кромку C среза сопла) величина $\Delta k_{p\,тр}$ с увеличением $\bar{p}_b$ возрастает. Это объясняется возникновением неавтомодельного режима течения вдоль некоторого участка контура сопла, так что происходит местное понижение (по сравнению со случаем автомодельного течения) скорости сверхзвукового потока вдоль стенки сопла. Нетрудно убедиться, что при этом напряжения трения газового потока о стенку будут увеличиваться.

1. Кацкова О.Н. Расчет кольцевых сверхзвуковых сопел и диффузоров. Вычисл.математика, 1958, № 3, с.111-129.

2. Пирумов У.Г., Рубцов В.А. Расчет осесимметричных сверхзвуковых кольцевых сопел. - Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1961, № 6, с.15-25.

3. Иванов М.Я., Крайко А.Н. Численное решение прямой задачи о смешанном течении в соплах. - Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1969, № 5, с.77-83.

4. Иванов М.Я. Применение метода установления к анализу нерасчетных режимов течения в осесимметричных соплах. - Изв. АН СССР Механика жидкости и газа, 1969, № 6, с.137-139.

5. Виленский Ф.А., Волконская Т.Г., Грязнов В.П., Пирумов У.Г. Исследование нерасчетных режимов осесимметричного кольцевого сопла с центральным телом. - Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1972, № 4, с.94-101.

6. Шорр С., Маккенна Р. Регулирование тяги расширяющеотклоняющего сопла при постоянном давлении в камере сгорания. - Вопр. ракетной техники, 1970, № 10, с.34-47.

7. Hall C.R., Mueller T.J. Exploratory analysis of nonuniform plug nozzle flowfields. - J.Spacecraft Rockets, 1972, 9, N5, p.337-342.
8. Sule W.P., Mueller T.J. Annular truncated plug nozzle flowfield and base pressure characteristics. - J. Spacecraft and Rockets, 1973, 10, N 11, p. 689-695.
9. Мюллер. Определение турбулентного донного давления в сверхзвуковом осесимметричном потоке. - Вопр. ракетной техники, 1969, № 1, с.35-49.
10. Гогиш Л.В., Степанов Г.Ю. К расчету донного давления в двумерных сверхзвуковых течениях. Изв. АН СССР. - Механика жидкости и газа, 1966, № 3, с.109-114.
11. Иванов М.Я., Крайко А.Н., Михайлов Н.В. Метод сквозного счета для двумерных и пространственных сверхзвуковых течений. I. - Журн. вычисл. математики и мат. физики, 1972, 12, № 2, с.441-463.
12. Гогиш Л.В., Степанов Г.Ю. Классификация и приближенный метод профилирования кольцевых сопел. - Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1966, № 4, с.166-171.
13. Пирумов У.Г. Исследование течения в до- и трансзвуковой областях сопла Лаваля. - Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1970, № 1, с.53-63.
14. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. - М.: Наука, 1969. - 824 с.

УДК 533.6:621.4

Л.З.Гребенюк, Н.Д.Коваленко, Г.А.Стрельников

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ РЕГУЛИРУЕМОГО ТАРЕЛЬЧАТОГО СОПЛА

Рассмотрим регулируемое тарельчатое сопло [4], тяга которого при постоянном наружном давлении p_H может изменяться в зависимости от двух параметров режима: площади $F_{кр}$ критического сечения и давления p_0 на входе в сопло. Тяга сопла может быть найдена в виде суммы

$$P = P_{in} + \Delta P_H , \qquad (1)$$

где P_{in} – равнодействующая сил давления и трения по внутренней поверхности стенок сопла; ΔP_H – результирующая сил наружного давления на стенки сопла; $\Delta P_H = -F_a p_H$; F_a – площадь сечения среза сопла.

Представим величину P_{in}, входящую в (1), как

$$P_{in} = R_W - \Delta R_{тр} + R_b , \qquad (2)$$

где R_W, $\Delta R_{тр}$ – равнодействующие сил давления и сил трения по внутренней поверхности сопла, исключая торец центрального тела; R_b – равнодействующая сил давления на торец центрального тела.

Выражение для R_W найдем из уравнения импульсов в проекции на ось x:

$$R_W = I_{ид} + R_f \quad , \tag{3}$$

где $I_{ид} = \int_{F_j} (p + \rho u^2)_{ид} dF$, $I_{ид}$, F_j – импульс и площадь сечения идеальной (невязкой) сопловой струи на срезе; R_f – равнодействующая сил давления на участке внутренней свободной поверхности вверх по потоку от среза; p, ρ, u – давление, плотность и осевая составляющая вектора скорости. В (3) скоростью рабочего тела на входе в сопло пренебрегаем.

Поставляя (3) в (2) и предполагая, что по свободной поверхности и на торце центрального тела донное давление $p_б$ постоянно,

$$P_{in} = \varphi_{тр} I_{ид} + p_б (F_a - F_j) \quad , \tag{4}$$

где $\varphi_{тр}$ – коэффициент потерь импульса струи за счет трения:

$$\varphi_{тр} = 1 - \Delta R_{тр} / I_{ид} \quad . \tag{5}$$

Для определения $I_{ид}$ рассмотрим сопловую струю в сечении среза как одномерный поток с параметрами, равными осредненным параметрам p_a, ρ_a, V_a струи в этом сечении. Тогда

$$I_{ид} = F_j (p_a + \varphi_\theta^2 \rho_a V_a^2) \quad , \tag{6}$$

где φ_θ – коэффициент потерь импульса струи за счет "рассеивания":

$$\varphi_\theta = \left(\int_{r_{fa}}^{r_a} \rho u^2 r dr \Big/ \int_{r_{fa}}^{r_a} \rho V^2 r dr \right)^{\frac{1}{2}} \quad , \tag{7}$$

r, r_a, r_{fa} – радиальная координата и радиусы выходного сечения и внутренней свободной границы на срезе.

Считая приближенно течение внутри сопла адиабатическим, можно записать

$$\rho_a V_a^2 = k \pi(1) G p_0 \lambda_a q_a \quad , \tag{8}$$

где $\lambda_a = V_a / a_{кр}$, $a_{кр}$ – критическая скорость; $\pi(1) = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$, k – по-

казатель адиабаты; $\sigma = p_{0a}/p_0$ – коэффициент полного давления на выходе сопла.

Здесь и ниже $q(\lambda)$, $\pi(\lambda)$, $z(\lambda)$ – известные газодинамические функции от коэффициента скорости λ; q_a, π_a, z_a – значения функций при $\lambda = \lambda_a$, где λ_a определяется из соотношения

$$\pi(\lambda_a) = \frac{p_a}{\sigma p_0} . \qquad (9)$$

Из уравнения расхода для адиабатического потока можно получить

$$F_j = \frac{\mu F_{кр}}{\sigma \varphi_\theta q_a} , \qquad (10)$$

где μ – коэффициент расхода горловины сопла.

С учетом (8)–(10) из (6) получаем

$$I_{уд} = \varphi_\theta \mu F_{кр} p_0 \left[k\pi(1)\lambda_a + \frac{\pi_a}{\varphi_\theta^2 q_a} \right] . \qquad (11)$$

Поскольку величина φ_θ, определяемая в (7), близка к единице и, кроме того, для обычно реализуемых на практике режимов сопла ($\pi_a \sim$ $\sim 0{,}1 - 0{,}001$) второе слагаемое в квадратных скобках (11) на один-два десятичных порядка меньше первого, то с достаточной для практики точностью соотношение (11) можно заменить следующим:

$$I_{уд} = \varphi_\theta \mu F_{кр} p_0 \left[k\pi(1)\lambda_a + \frac{\pi_a}{q_a} \right] . \qquad (11')$$

Исходя из оценки $\varphi_\theta \geqslant 0{,}96$, получаем в результате замены (11) на (11′) ошибку в величине $I_{уд}$ в диапазоне $\pi_a = 0{,}1 - 0{,}01$, не превышающую 0,6–0,2% для $k = 1{,}4$ и 0,5–0,15% для $k = 1{,}67$. С уменьшением величины π_a эта ошибка быстро убывает.

Из (11′) после ряда преобразований

$$I_{уд} = \varphi_\theta \mu F_{кр} p_0 \varepsilon(1) z_a , \qquad (11'')$$

где

$$\varepsilon(1) = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} .$$

Подставляя (11″) в (4), получаем

$$p_{in} = I + p_b (f_a - f_j), \tag{12}$$

$$I = \varphi_\Sigma \mu f_{кр} p_0 \varepsilon(1) z_a, \qquad z_a = z(\lambda_a), \tag{13}$$

где

$$\varphi_\Sigma = \varphi_{тр} \varphi_\theta \ . \tag{14}$$

Отметим, что при выводе (13) влияние каждого из коэффициентов: $\varphi_{тр}$ и φ_θ на величину I рассматривалось независимо, ввиду незначительного отличия этих коэффициентов от единицы.

Как показывают расчеты поля течения внутри регулируемого тарельчатого сопла [4], величина среднего по сечению струи на выходе статического давления p_a в процессе изменения режимов течения колеблется около донного давления p_b. Это и дает основание использовать в приближенных формулах рассматриваемого метода вместо величины p_a донное давление p_b.

Как будет показано ниже, в формулах (13), (10) вместо величин z_a и q_a могут быть использованы значения газодинамических функций $z(\lambda_b)$ и $q(\lambda_b)$, где λ_b – коэффициент скорости потока, соответствующий степени расширения

$$\bar{\pi}(\lambda_b) = \frac{p_b}{\sigma p_0}, \tag{9′}$$

при изэнтропическом расширении.

Отметим, что формула (12) применима для любых режимов сопла: с открытой и с замкнутой донной областью. Однако в последнем случае использование соотношения $q_a \approx q(\lambda_b)$ дает иногда (например, на режимах, когда значение f_j близко к f_a) слишком грубое приближение для площадки f_j из (10). Поэтому для режимов с замкнутой донной областью площадь f_j и среднее значение коэффициента скорости λ_a в (13) будем определять исходя из предварительно найденной геометрической формы замкнутой донной области. Воспользуемся экспериментальными данными, приведенными в [3], об угле наклона границы отрывного потока за центральным телом, считая, как в [3], что допустимый угол поворота θ^* вязкого слоя на границе потока при поджатии

его за хвостовым скачком является универсальной функцией числа Маха M_b вдоль границы донной области. Проведенные способом [4] расчеты тарельчатого сопла на режимах с замкнутой донной областью с использованием схемы [3] (значение M_b определяется из условия $\theta_b = \theta^*$) показывают, что обычно для тарельчатых сопел число M_b составляет величину порядка числа M_0. Здесь M_0 – расчетное значение числа Маха равномерного потока на выходе сопла при $F_{кр} = F_{кр\,расч}$, $p_0/p_н = (p_0/p_н)_{расч}$; индекс "расч" обозначает параметры расчетного режима. Учитывая, что тарельчатые сопла обычно профилируются на число $M_0 \sim (3 \div 5)$ и более, и что в этом диапазоне чисел Маха M_b, согласно [3], угол θ^* изменяется слабо, можно принять $\theta^* = const$ соответственно большим M_b. Значение $\theta_b = \theta^*$ на режимах с замкнутой донной областью будем использовать для всех значений $F_{кр}$ регулируемого сопла.

Воспользовавшись тем, что образующая внутреней свободной границы потока на режимах с замкнутой донной областью тарельчатого сопла близка к прямолинейной [4], по известному углу θ_b находим площадь сечения струи F_j:

$$F_j = f_a - \pi r_{fa}^2, \qquad r_{fa} = r_b - l_a \operatorname{tg} \theta_b, \tag{15}$$

где l_a – расстояние вдоль оси x от точки срыва потока до выходного сечения.

После этого коэффициент скорости λ_a, используемый в (13) для $\varkappa_a$, может быть найден из соотношения

$$q(\lambda_a) = \frac{\mu F_{кр}}{\sigma \varphi_\theta F_j}. \tag{16}$$

Давление p_b для режимов с замкнутой донной областью может быть принято приближенно равным среднему по сечению струи давлению p_a:

$$p_b = \sigma p_0 \varkappa(\lambda_a). \tag{17}$$

Отметим, что для режимов с замкнутой донной областью ошибка в определении $\varkappa_a$ приводит к значительно меньшей относительной погрешности в тяговой характеристике тарельчатого сопла на соответствующем режиме. Действительно, находя производную

$$\frac{d}{d\bar{x}(\lambda)}[z(\lambda)] = -\frac{1-1/\lambda^2}{k\bar{x}(1)q(\lambda)}$$

интервале обычно реализуемых значений $\bar{x}_a$ для замкнутой донной области $\bar{x}_a \sim (0{,}001\text{–}0{,}003)$ при $k = 1{,}4$ $\frac{dz}{d\bar{x}} \sim (42{,}0\text{–}20{,}0)$. Следовательно, в указанном интервале ошибка в $\bar{x}_a$, например, 20%, т.е. $\Delta\bar{x}_a \sim (0{,}0002\text{–}0{,}0006)$, приводит к ошибке в значении z_a : $\Delta z_a \sim (0{,}008\text{–}0{,}012)$, что при $z_a \simeq 2{,}5$ составляет относительную погрешность 0,3–0,5%. Таким образом, для определения $p_{i\Pi}$ на режимах с замкнутой донной областью будем использовать соотношение (12), в котором λ_a находится из (16), а F_j и p_b – из (15) и (17).

Рассмотрим входящий в выражение для I (13) коэффициент φ_Σ, определяемый в виде произведения (14). Для величины φ_θ, входящей в 14), была проведена оценка, в которой эта величина находилась по 7) в результате расчета поля течения внутри тарельчатого сопла для ряда различных режимов. Сравнение величины φ_θ с величиной $\cos\theta_{wa}$, где θ_{wa} – угол полураствора сопла на срезе, показывает, что для определения φ_θ на режимах с открытой донной областью может быть использована формула

$$\varphi_\theta = \cos\theta_{wa} ,$$

где θ_{wa} – угол полураствора сопла на срезе.

Для режимов с замкнутой донной областью применима формула, используемая обычно для сопла Лаваля:

$$\varphi_\theta = \frac{1}{2}(1 + \cos\theta_{wa}) .$$

О величине $\varphi_{тр}$ можно судить, например, по результатам расчетов методом [4] величины потерь коэффициента тяги сопла за счет трения газа о стенку:

$$\Delta k_{p\,тр} = \Delta R_{тр} / (p_0 F_{кр})$$

для одной из конфигураций тарельчатого сопла (сопло 1). Для рассмотренных режимов сопла 1 [4] величина $\Delta k_{p\,тр}$ составляла 0,009–0,031, при этом соответствующие значения коэффициента $\varphi_{тр} = 1 -$

$-\Delta R_{тр}/I$ составляли 0,978–0,993, так что меньшие значения $\varphi_{тр}$ соответствуют малым $F_{кр}$ и большим $\bar{p}_б = p_б/p_0$ (расчеты проводились для случая $k = 1{,}4$ – воздух, $p_0 = 5 \cdot 10^6$ Н/м^2, $T_0 = 293$ К).

Была проведена оценка ошибок в расчетах характеристик сопла, к которым приводит замена величин z_a в (13) и q_a в (10) соответственно значениями $z(\lambda_б)$ и $q(\lambda_б)$. С этой целью с использованием схемы [4] рассчитывались характеристики поля течения и тяговая характеристика регулируемого тарельчатого сопла для ряда его режимов. Для рассмотрения взято тарельчатое сопло с параметрами $r_a/r_б = 1{,}87$; $l_a/r_б = 1{,}64$; $\theta_{ма} = 8{,}5^0$, сверхзвуковая часть которого спрофилирована методом прямолинейных характеристик [2] (сопло I). Расчеты проводились для случая невязкого газа при $k = 1{,}4$ (воздух). Различные режимы сопла задавались относительными значениями донного давления $\bar{p}_б = p_б/p_0$ и площади критического сечения $\psi = F_{кр}/(\pi r_б^2)$. В расчетах принималось $\sigma = 1$, $\mu = 0{,}94$.

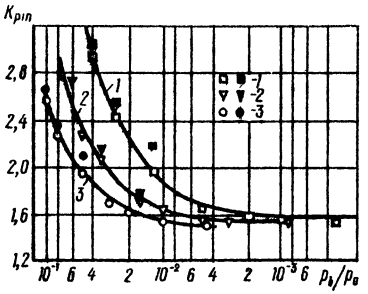
Сравнение результатов, полученных данным методом и "точным" [4], было проведено для следующих характеристик сопла: среднее значение функции импульса кольцевой струи z_a и относительной площади ее сечения на срезе $\bar{F}_j = F_j/(\pi r_б^2)$, внутренней составляющей коэффициента тяги $k_{p\,in} = P_{in}/(p_0 F_{кр})$. При расчетах точным методом величина z_a определялась по формуле

$$z_a = \frac{2\pi}{F_j} \int_{r_{fa}}^{r_a} z\, r\, dr, \qquad z = z(\lambda).$$

Оказалось, что величина $\bar{F}_j$, полученная по (10) при $q_a = q(\lambda_б)$, близка соответствующей величине, полученной "точным" методом. Существенные различия этих величин имеют место только для режимов, на которых площадь сечения струи на выходе приближается к самой площади выходного сечения сопла (режимы с замкнутой донной областью).

Величины z_a и $z(\lambda_б)$ на соответствующих режимах также оказываются близкими между собой, хотя в отдельных случаях имеют место существенные различия этих величин.

Отметим, что немонотонный характер изменения величин $\bar{F}_j$ и z_a, полученных "точным" методом (как и величины $\bar{p}_a = p_a/p_0$ в [4]), в зависимости от $\bar{p}_б$ обусловлен тем, что внутрисопловой поток имеет структуру чередующихся "бочек" [1, 4], узлы и максимумы которых смещаются относительно выходного сечения при изменении $\bar{p}_б$. Как



видно из рисунка, величины $k_{p\,in}$ при $\psi = 0{,}0806$; 0,162 и 0,245, полученные точным (□, ▽, ○) и приближенным (1,2,3) способом, отличаются между собой незначительно во всем диапазоне рассмотренных режимов, несмотря на то что различия результатов по характеристикам $\bar{F}_j$ и z_a оказываются иногда существенными. Это объясняется тем, что производные по параметру $\bar{p}_a$ от величины I и произведения $(F_a - F_j)p_b$, представляющих собой слагаемые величины ρ_{in} в (12), имеют противоположные знаки, так что в случае ошибки в $\bar{p}_a$ ошибки в указанных двух слагаемых частично компенсируют друг друга. Было проведено также сравнение результатов расчета величины $k_{p\,in}$ по данному приближенному методу с экспериментальными данными (рисунок, ■, ▼, ●), при этом совпадение результатов оказывается удовлетворительным. Таким образом, в режимах с открытой донной областью в приближенных формулах (12), (13), (10) вместо величин z_a и q_a могут быть использованы соответственно значения газодинамических функций $z(\lambda_b)$ и $q(\lambda_b)$, где λ_b определяется из (9′).

1. Виленский Ф.А., Волконская Т.Г., Грязнов В.П., Пирумов У.Г. Исследование нерасчетных режимов осесимметричного кольцевого сопла с центральным телом. – Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1972, № 4, с.94–101.

2. Гогиш Л.В., Степанов Г.Ю. Классификация и приближенный метод профилирования кольцевых сопел. – Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1966, № 4, с.166–171.

3. Гогиш Л.В., Степанов Г.Ю. К расчету донного давления в двумерных сверхзвуковых течениях. – Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1966, № 3, с.109–114.

4. Гора О.В., Гребенюк Л.З., Коваленко Н.Д., Пономаренко С.И., Стрельников Г.А. Исследование нерасчетных режимов регулируемого тарельчатого сопла. – См. настоящий сб., с.152–159.

УДК 532.525.011.55

Ю.В.Гора

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА В ТРАНСЗВУКОВОЙ ОБЛАСТИ КОЛЬЦЕВОГО СОПЛА С ПОДВИЖНОЙ ОБЕЧАЙКОЙ

В настоящее время большой практический интерес представляют расчеты кольцевых сопел, некоторые схемы которых имеют меньшие размеры по сравнению с соплами Лаваля и характеризуются важным свойством саморегулирования высотности, позволяющим использовать одно сопло при различных перепадах окружающего давления [1]. К такому типу кольцевых сопел относится сопло с отрицательным углом наклона минимального сечения и обрезанным центральным телом, показанное на рис.1.

В последние годы определился основной метод расчета смешанных течений в каналах переменного сечения с заданным контуром - конечно-разностный метод установления. Из ряда работ, использующих данный подход, лишь в [2] кроме сопла Лаваля исследовались особенности течения идеального газа в некоторых кольцевых соплах.

В данной работе представлено исследование течения невязкого нетеплопроводного газа с постоянным показателем адиабаты в до- и трансзвуковой области кольцевого сопла с отрицательным углом наклона минимального сечения в случае подвижной обечайки, перемещающейся вдоль продольной оси неподвижного центрального тела. Основные уравнения газовой динамики решались методом "потоков" [3] с использованием конечно-разностной схемы первого порядка точности по времени и пространственным переменным для пяти фиксированных положений контура сопла относительно центрального тела, характеризующиеся различной величиной зазора h в горле сопла.

Численные расчеты для каждого значения h выполнены на ЭВМ БЭСМ-4М по программе, составленной на языке АЛГОЛ.

1. Рассматривается смешанное течение идеального газа с постоянным показателем адиабаты $k = 1{,}4$ в кольцевом сопле, контур которого жирной линией представлен на рис.1. Обечайка сопла ΔF может перемещаться вдоль оси x и занимать новые положения, одно из которых для меньшей величины зазора показано штриховой линией.

Методом "потоков" решается система уравнений газовой динамики описывающая в прямоугольной системе координат xoy осесимметричное течение идеального газа в рассматриваемой области

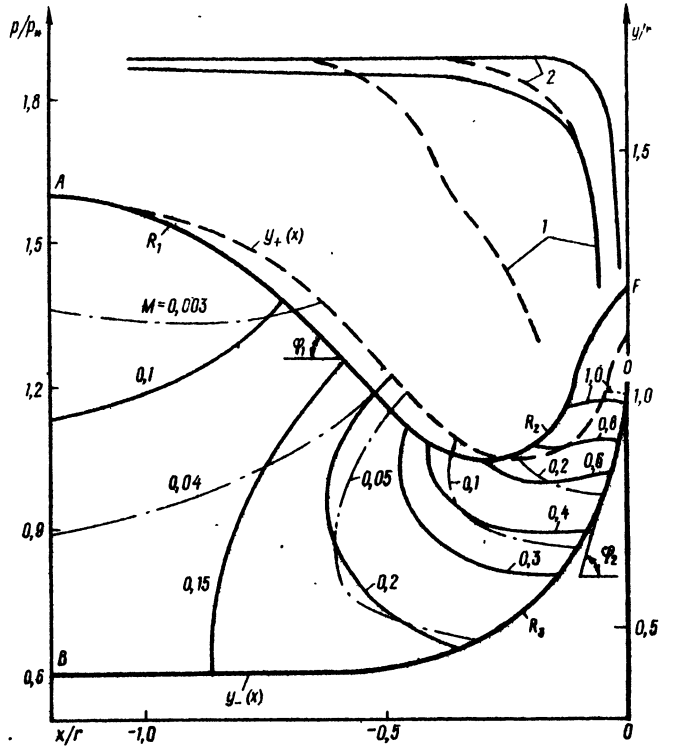


Рис.1.

$$\frac{dW}{dt} = -\oint F(W)dy - G(W)dx + \iint_{\Omega} H d\Omega; \quad \varepsilon = \frac{1}{k-1}\frac{p}{\rho}. \qquad (1)$$

$W, F(W), G(W), H$ – четырехмерные векторы столбцы;

$$W = \begin{Vmatrix} My \\ Xy \\ Yy \\ Ey \end{Vmatrix}; \quad F = \begin{Vmatrix} \rho uy \\ (p+\tau u)y \\ \tau uy \\ (e+p)uy \end{Vmatrix}; \quad G = \begin{Vmatrix} \rho vy \\ \tau vy \\ (p+\tau v)y \\ (e+p)vy \end{Vmatrix}; \quad H = \begin{Vmatrix} 0 \\ 0 \\ p \\ 0 \end{Vmatrix}.$$

Метод решения (1) и его особенности, связанные с построением расчетной сетки, постановкой граничных условий, получением конечно-разностных соотношений, изложен в [4]. В качестве характерного размера взят максимальный радиус центрального тела.

Отметим, что в данной работе рассматриваемая криволинейная область $AFOB$ в плоскости $(xy)[x_B \le x \le 0;\ y_-(x) \le y \le y_+(x)]$ отображалась в прямолинейную область в плоскости $(XY)[X_B \le X \le X_0;\ 0 \le Y \le 1]$ по формулам

$$Y(x) = \frac{y - y_-(x)}{y_+(x) - y_-(x)},$$

$$X(x) = a(h_i)x^2 + b(h_i)x + c(h_i) \quad (i = 1, \ldots, 5), \qquad (2)$$

где $y_+(x)$ – уравнение обечайки AF; $y_-(x)$ – уравнение центрального тела. Преобразование продольной координаты в виде (2), где коэффициенты $a(h_i)$, $b(h_i)$, $c(h_i)$ определялись величиной зазора h_i, позволяет не только растянуть область горла сопла, где имеют место большие градиенты газодинамических параметров, но и сохранить постоянное количество ячеек в области $EFOC$ при различных h_i. Последнее позволило для нового варианта расчета (новое h) в качестве начальных данных использовать результаты "установившегося" течения при другом значении зазора в горле сопла.

Рассматриваемая прямоугольная область в плоскости (X, Y), часть которой показана на рис.2, в продольном направлении разбивалась на N равных слоев, из которых R приходится на область $EFOC$ $(R<N)$; в поперечном направлении каждый слой делился на K равных участков.

Поскольку на центральном теле имеется угловая точка O, счет обрывался в ячейках, выделенных жирной линией на рис.2. Газодинамические параметры на границах, обращенных вниз по потоку, находились с помощью линейной экстраполяции [5].

2. Рассматриваемое кольцевое сопло с отрицательным углом наклона минимального сечения представлено на рис.1. Входная часть дозвукового участка обечайки сопла состоит из комбинации цилиндра радиусом $y_A = 1{,}4$ и конуса с углом наклона образующей $\varphi_1 = 45^\circ$, сопряженных участком шарообразной поверхности радиусом $R_1 = 0{,}8$. Контур поверхности горловины сопла выполнен в виде дуги окружности радиусом $R_2 = 0{,}2$, которая плавно переходит в сверхзвуковую часть, построенную методом прямолинейных характеристик [6] для величины

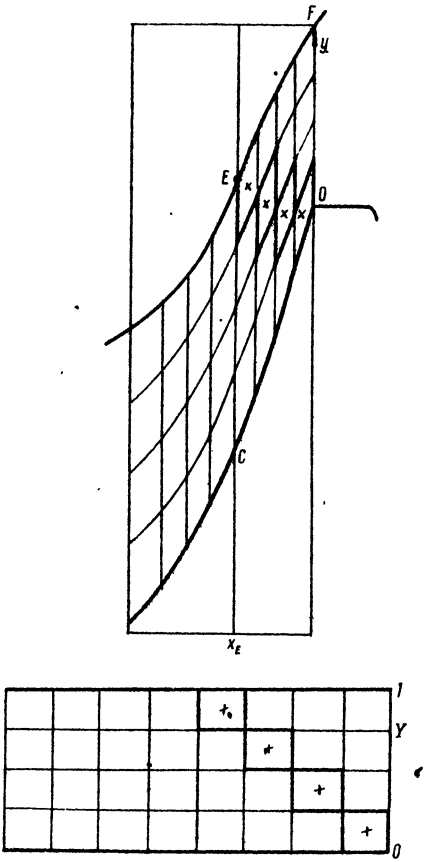


Рис.2.

зазора $h = 0,12$. Центральное тело образовано цилиндром радиуса $y_B = 0,4$, который переходит в конус с углом полураствора $\varphi_2 = 75^0$, а образующая переходной поверхности выполнена в виде дуги окружности радиусом $R_3 = 0,56$.

На рис.1 представлены результаты численного расчета течения в до- и трансзвуковой области для двух крайних положений обечайки

относительно центрального тела, различающиеся величиной зазора h, равной 0,04 и 0,12. Сплошными линиями показано семейство линий Маха $M=const$, соответствующее наибольшему зазору в горле сопла, штрихпунктирными – минимальному зазору. Как видно, течение сильно отличается от одномерного; более интенсивный разгон потока наблюдается вдоль стенки внешнего контура, чем вдоль центрального тела. В трансзвуковой области звуковая линия выпукла в сторону сверхзвуковой области и начиная с $h \geq 0{,}12$ на ней появляется точка перегиба.

Изменение статического давления p/p_*, где p_* – давление в критическом сечении, вдоль тарели (штриховая линия) и обечайки (сплошная линия), соответствующее наибольшему (кривая 1) и наименьшему (кривая 2) зазору, приведено на рис.1. Результаты расчетов показывают наличие слабого положительного градиента давления на центральном теле в месте перехода цилиндрического участка в конический, величина которого меняется незначительно для рассматриваемых значений зазора.

В данной работе применялось разбиение области интегрирования по продольной и поперечной координатам соответственно на 50 х 10 ячеек. Использование в качестве начальных данных распределения газодинамических параметров, полученных по одномерной теории, потребовало 2000 шагов по времени для "установления" потока. В случае использования для начальных данных результатов расчета стационарного течения, полученных для другой величины зазора h, количество шагов по времени сокращалось до 900.

1. Шорр С., Маккенна Р. Регулирование тяги расширяюще-отклоняющего сопла при постоянном давлении в камере сгорания. – Вопр. ракетной техники, 1970, № 10, с.34–47.

2. Иванов М.Я., Крайко А.Н. Численное решение прямой задачи о смешанном течении в соплах. – Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1969, № 5, с.77–83.

3. Белоцерковский О.М., Северинов Л.И. Консервативный метод "потоков" и расчет обтекания тела конечных размеров вязким теплопроводным газом. – Журн. вычисл. математики и мат. физики, 1973, 13, № 2, с.385–397.

4. Гора Ю.В. Применение метода "потоков" для расчета трансзвукового течения в сопле Лаваля. – Косм. исслед. на Украине, 1979, вып.13, с.7–12.

5. Ганц А., Серра Р. Граничные условия и единственность решения задач внутренней газовой динамики. Ракетная техника и космонавтика, 1974, 12, № 3, с.10–12.

6. Гогиш Л.В., Степанов Г.Ю. Классификация и приближенный метод профилирования кольцевых сопел. – Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1966, № 4, с.166–171.

УДК 518.12:532.54

Э.В.Венгерский, В.А.Морозов, Д.А.Полухин, Г.Л.Усов, В.П.Ткачев

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В МАГИСТРАЛЯХ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ

Особенностью математической модели нестационарных процессов в магистралях системы питания является необходимость учета насыщения жидкости газом. Жидкости, применяемые при отработке систем питания, оказываются в той или иной степени насыщены газом. Это приводит к образованию в магистралях системы питания двухфазного газожидкостного потока.

В 1975–1977 гг. были проведены исследования неустановившегося течения насыщенной газом жидкости применительно к условиям заполнения систем питания*.

Разработанная при этом математическая модель представляла собой систему дифференциальных нелинейных уравнений в частных производных, описывающих движение "сплошной" среды с учетом неравновесных фазовых переходов, связанных с выделением растворенного газа. Модель включала в себя уравнения движения, неразрывности смеси каждой из фаз в отдельности, уравнение кинетики фазовых превращений, дополненные выражением для скорости распространения малых возмущений в газожидкостном потоке. Решение этой системы уравнений проводилось методом сеток и позволило получить значения основных параметров потока в узлах сетки.

Для проведения проверочных расчетов вариантов системы питания на этапе проектирования, использование математической модели, построенной на полной системе уравнений, связано с трудностями, обусловленными значительными затратами машинного времени и большим объемом требуемой памяти даже для современных ЭВМ. Поэтому с помощью разработанной математической модели с привлечением результатов экспериментальных исследований был проведен анализ определяющих факторов, влияющих на неустановившееся движение насыщенного газом топлива с целью возможного упрощения математической модели.

Проведенный анализ показал, что наличие газовой фазы в потоке приводит к интенсивному затуханию волновых процессов. Например,

---

* Венгерский Э.В., Морозов В.А., Усов Г.Л. Некоторые особенности нестационарных процессов в гидросистемах энергетических установок при работе на насыщенном газом жидкостях. – В кн.: Кавитационные колебания в насосных системах. Киев: Наук.думка, 1976, ч.2, с.86–93.

при открытии пускового клапана уже через 1-2 пробега волны разрежения до емкости и обратно происходит практически полная диссипация энергии волновых процессов. Это приводит к тому, что двухфазный поток для реальных параметров системы существует лишь в области, прилегающей к фронту потока, и при расчете характеристик потока допустимо пренебрежение распределенностью параметров системы. В этом случае уравнение сохранения количества движения может быть предоставлено в виде

$$P(x) = P_e - (\xi_{экв} + 1)\frac{\rho U^2}{2} - (l_0 + x)\rho\frac{dU}{d\tau} . \qquad (1)$$

Зависимость (1) позволяет получить выражение для скорости потока, которое для случая заполнения простого горизонтального трубопровода имеет вид

$$U = \sqrt{\frac{2(P_e - P_{(x)})}{(3 + \xi_{экв})\rho}\left[1 - \left(\frac{l_0}{l_0 + x}\right)^{3+\xi_{экв}}\right]}, \qquad (2)$$

где $\xi_{экв} = \xi + \lambda\frac{l_0 + x}{d}$; P – давление, Н/м^2; $\xi_{экв}, \xi, \lambda$ – коэффициенты потерь давления: эквивалентный, на местных сопротивлениях, на трение; ρ – плотность, кг/м^3; τ – время, с; d – диаметр трубопровода, м.

Для определения распределения величины плотности потока и скорости распространения малых возмущений по длине магистрали было сделано допущение о равновесном значении относительной объемной концентрации газовой фазы φ. Справедливость подобного допущения зависит от ряда конструктивных и эксплуатационных параметров системы питания и термодинамических характеристик жидкости и насыщенного газа. Для реальных систем равновесное газовыделение достигается через 0,1-0,5 с времени пребывания жидкости в условиях пониженного давления [1]. Однако основное влияние двухфазного потока проявляется в резком снижении скорости распространения малых возмущений в зоне малых величин относительной объемной концентрации газовой фазы.

Так, в воде при атмосферном давлении при увеличении φ от 0 до 0,05 изотермическая скорость распространения малых возмущений снижается до $a = 0{,}035 a_\infty$, а в диапазоне $0{,}05 < \varphi < 0{,}5$ скоро

распространения малых возмущений изменяется лишь в пределах $0{,}035\,a_\infty \geq a > 0{,}02\,a_\infty$. Это позволяет предположить, что даже существенная погрешность в определении относительной объемной концентрации газовой фазы не приводит к значительному изменению средних по длине трубопровода значений величин плотности и скорости распространения малых возмущений.

С учетом допущения о равновесном процессе десорбции относительная объемная концентрация газовой фазы определяется как

$$\varphi(x) = \frac{C_\infty - \rho_r(x)\varkappa}{C_\infty - \rho_r(x)\varkappa - \rho_r} \quad \text{при} \quad \rho_r(x) < \frac{C_\infty}{\varkappa} + \rho_S ;$$

$$\varphi(x) = \frac{K_S}{d}\,\frac{C_\infty}{\varkappa \rho_r} \quad \text{при} \quad \rho_r(x) \geq \frac{C_\infty}{\varkappa} + \rho_S ; \tag{3}$$

$$\rho_r(x) = \rho(x) - \rho_S(x); \quad \rho_S(x) = f(T_S), \quad K_S = 10^{-3},$$

где C_∞ – исходная концентрация растворенного газа, кг/м^3; $\varkappa$ – коэффициент Генри, с^2/м^2; T_S – температура насыщенных паров, К; a_∞ – скорость распространения малых возмущений.

Скорость распространения малых возмущений с учетом объемной концентрации газовой фазы в потоке определяется выражением

$$a(x) = \frac{a_\infty}{\sqrt{1 - \varphi(x)^2 + \dfrac{E_ж d}{E_M \delta} + \dfrac{E_ж \varphi(x)(1-\varphi(x))}{\rho_r(x)}}}, \tag{4}$$

$$a = \frac{1}{l}\int_0^l a(x)\,dx , \tag{5}$$

где $E_ж$, E_M – модуль упругости жидкости, материала трубопровода Н/м^2; δ – толщина стенки трубопровода, м.

Полученная система уравнений позволяет определить значения $U, P, \rho = \rho_ж(1-\varphi)$ в каждой точке трубопровода и в заданный момент времени. Граничными условиями для системы уравнений (1) – (5) являются условия изменения давления и скорости на границах системы, которые определяются характером возмущения.

Возможность использования упрощенной методики была проверена на примере расчета параметров системы питания после открытия пускового клапана в процессе заполнения.

Распределение давления гидроудара по длине магистрали было принято линейным

$$P_{гу}(x) = \frac{P_{гу}(l) - P_в}{l} \cdot x + P_в \,. \qquad (6)$$

Был принят изотермический закон изменения газовой фазы при гидроударе. Выражение для относительной объемной концентрации газа в смеси при гидроударе определялось из выражения

$$\varphi_{гу}(x) = \varphi(x) \frac{P(x)}{P_{гу}(x)} \,. \qquad (7)$$

Скорость заторможенного потока жидкости в фазе контакта его с преградой определялась из условия истечения смеси через местное сопротивление

$$U_{ист} = \frac{\mu F_ш}{F} \sqrt{\frac{2}{\rho}(P_{гу} - P_1)} \,, \qquad (8)$$

где μ – коэффициент расхода; F – площадь проходного сечения шайбы и трубопровода, м.

Для определения максимальной величины гидроудара использовалась зависимость Н.Е.Жуковского

$$P_{гу} = \rho a (U - U_{ист}) + P(x) \,. \qquad (9)$$

Решение проводилось по следующей схеме. Для ряда значений $P_{гу}$ по зависимостям (1), (3) – (7) строится график $P_{гу} = f(a)$, а по зависимостям (2), (8), (9) – график $P'_{гу} = f(a)$. Точка пересечения зависимостей $P_{гу} = f(a)$ и $P'_{гу} = f(a)$ и есть искомое решение.

Расчеты по приведенной упрощенной методике были выполнены для системы, показанной на рис.1 и состоящей из емкости 1 (p_1 = = 6 ата), трубопровода 2 (L_0 = 10 м, d = 12 мм), клапана 3, дроссельной шайбы 5 ($d_ш$ = 2 мм), вакуумной камеры (p_2 = 6 мм рт.ст.), заполненного участка 4 трубопровода (L = 1 м, d = 12 мм).

Результаты проведенного расчета показаны на рис.2, где кривая 1 относится к полной, а кривая 2 – к упрощенной математической модели. Здесь значками "+" нанесены данные экспериментов, прове-

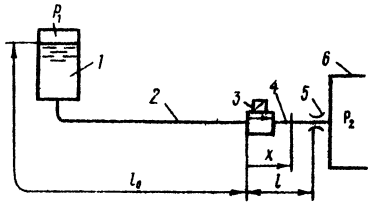


Рис.1.

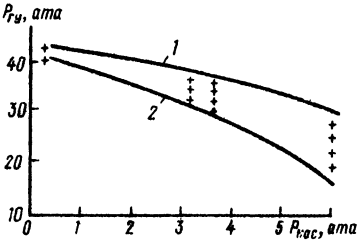


Рис.2.

денных для данной системы (см. рис.1). В качестве рабочей жидкости использовалась водопроводная вода.

Из сопоставления расчетов с экспериментальными данными следует справедливость принятых в упрощенной методике допущений, особенно в области рабочих концентраций.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

Ершов Н.С. Экспериментальное исследование кавитационных автоколебаний насосной системы 3

Довготько Н.И. Об одном случае исследования устойчивости системы шнеко-центробежный насос – трубопроводы по отношению к кавитационным автоколебаниям 9

Захаров Н.Д. Автоколебания в системе подачи жидкости с регулятором расхода прямого действия 14

Калнин В.М., Шерстянников В.А. Нагружение ротора шнеко-центробежного насоса при автоколебаниях в гидросистеме ... 22

Задонцев В.А. К расчету развитых кавитационных автоколебаний 27

Задонцев В.А. Определение резонансных частот колебаний давления в сложном питающем трубопроводе 31

Григорьев Ю.Е., Пилипенко В.В. Экспериментально-расчетное определение упругости кавитационнх каверн в шнеко-центробежных насосах на режимах с обратными течениями 37

Григорьев Ю.Е. Расчетно-экспериментальное определение объема кавитационных каверн в зоне обратных течений 47

Ершов Н.С. Расчетно-экспериментальные зависимости параметров обратных токов перед шнеком от степени развития кавитации 60

Грабовская Т.А. К вопросу об условном разделении суммарного объема кавитационной полости в проточной части шнеко-центробежного насоса 67

Грабовская Т.А. Влияние скорости изменения объема кавитационной полости на зависимость $V_{k\Sigma}(p_1, q)$ 80

Петров В.И. Определение давления в кавитационной каверне при различных стадиях развития кавитации в шнеке 84

Петров В.И. Определение расхода газопаровой фазы через кавитационную каверну в шнеке 87

Кучкин В.Н. Аналитическая модель оседлой паровой кавитационной каверны 98

Боровский Б.И. Исследование течения в спиральном отводе центробежного насоса с учетом влияния пристеночного пограничного слоя 103

Манько И.К., Шепелев А.П. К расчету частоты высокочастотных кавитационных автоколебаний в гидравлической системе с трубкой Вентури 110

Пилипенко В.В. К определению частот колебаний давления, создаваемых кавитационным генератором II5

Кротченко В.Е., Якимов Б.В. Применение ЭВМ для вычисления форм колебаний по результатам динамических испытаний II9

Кротченко В.Е. О некоторых особенностях спектра частот собственных продольных колебаний стержня с осцилляторами I26

Ходурский В.Е. О методике фиксации кризиса теплоотдачи ... I33

Гора Ю.В., Гребенюк Л.З., Коваленко Н.Д., Пономаренко С.И., Стрельников Г.А. Исследование нерасчетных режимов регулируемого тарельчатого сопла I37

Гребенюк Л.З., Коваленко Н.Д., Стрельников Г.А. Приближенный расчет регулируемого тарельчатого сопла I44

Гора Ю.В. Численное исследование течения идеального газа в трансзвуковой области кольцевого сопла с подвижной обечайкой I52

Венгерский Э.В., Морозов В.А., Полухин Д.А., Усов Г.Л., Ткачев В.П. Математическое моделирование нестационарных процессов в магистралях системы питания I57

ДИНАМИКА НАСОСНЫХ СИСТЕМ

Сборник научных трудов

Утверждено к печати ученым советом
Отделения математики, механики и кибернетики АН УССР

Редактор Л.Д.Прокопенко
Оформление художника А.Л.Омельянюка
Художественный редактор Н.М.Абрамова
Технический редактор Т.М.Зубрицкая
Корректор Е.И.Качеиовская

Информ. бланк № 3507.

Подп.к печ. 2I.08.80. БФ 00I39. Формат 60x84/I6. Бумага офс. № I. Усл.печ.л. I0,23. Уч.-изд.л. 9,33. Тираж 850 экз. Заказ 0-631. Цена 95 коп.

Издательство "Наукова думка". 252601, Киев-4, ГСП, Репина, 3. Киевская книжная типография научной книги Республиканского производственного объединения "Полиграфкнига" Госкомиздата УССР. 252004 Киев-4, Репина, 4.

УДК 532.528:621.671

Экспериментальное исследование кавитационных автоколебаний насосной системы/ Ершов Н.С. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб. науч. тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.3-9.

Получены экспериментальные границы областей устойчивости насосной системы по отношению к кавитационным автоколебаниям. Выявлены некоторые особенности, касающиеся связи существования автоколебаний с обратными токами во входной магистрали. Исследовано влияние длин входной и напорной магистралей на характер автоколебаний и границы устойчивости. Обнаружены режимы жесткого возбуждения.

Ил.2. Библиогр.: 8 назв.

УДК 532.5:621.22

Об одном случае исследования устойчивости системы шнеко-центробежный насос - трубопроводы по отношению к кавитационным автоколебаниям / Довготько Н.И. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб. науч. тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.9-14.

Приведены результаты исследования устойчивости системы шнеко-центробежный насос - трубопроводы по отношению к кавитационным автоколебаниям применительно к одной из конструкций осевого шнекового преднасоса. Получено удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных данных.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 532.595.7:62-522+62-55

Автоколебания в системе подачи жидкости с регулятором расхода прямого действия/ Захаров Н.Д. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.научн.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.14-21.

Для гидросистемы, состоящей из центробежного насоса, напорного трубопровода с установленным на нем регулятором расхода прямого действия и сливной емкости, выявлены условия, при которых возникают автоколебания расхода жидкости. Для одной из таких систем рассчитаны границы области автоколебательных режимов на плоскости параметров насоса и сливной емкости. Приводятся зависимости размаха автоколебаний от параметров регулятора и трубопровода.

Ил.3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 629.7.03: 62-52

Нагружение ротора шнеко-центробежного насоса при автоколебаниях в гидросистеме/ Калнин В.М., Шерстянников В.А. – В кн.: Динамика насосных систем. Сб. науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с. 22-27.

Приведены фактические данные по динамическому нагружению и перемещению ротора высокооборотного шнеко-центробежного насоса на переходных режимах при различных динамических возмущениях, действующих в гидросистеме, в том числе при автоколебаниях.
Ил.3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.671:532.528:534-14

Определение резонансных частот колебаний давления в сложном питающем трубопроводе/ Задонцев В.А. – В кн.: Динамика насосных систем. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1980, с. 31-37.

Показано, что учет влияния напора шнека на напор центробежного колеса позволяет дополнительно получить расчетным путем некоторые особенности развитых кавитационных автоколебаний, отмеченные в экспериментах.
Ил.2. Библиогр.: 5 назв.

УДК (534-14:532.528):621.671

К расчету развитых кавитационных автоколебаний/ Задонцев В.А. – В кн.: Динамика насосных систем. Сб. науч. тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.27-31.

Импедансным методом решена задача о расчете резонансных частот и амплитуд колебаний давления в сложном питающем трубопроводе с распределенными параметрами, когда шнеко-центробежные насосы работают в условиях развитой кавитации. Дан пример расчета основной частоты колебаний в одноузловом трубопроводе с двумя ответвлениями.
Проиллюстрировано влияние степени развития кавитации на основную частоту и коэффициент усиления системы по давлению.
Ил.3. Библиогр. 4 назв.

УДК 532.528:621.671

Экспериментально-расчетное определение упругости кавитационных каверн в шнеко-центробежных насосах на режимах с обратными течениями/ Григорьев Ю.Е., Пилипенко В.В. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с. 37-46.

Обнаружена и объяснена характерная для режимов работы насоса с интенсивными обратными течениями зависимость отношения частот кавитационных колебаний, зарегистрированных при испытаниях с различными длинами питающей магистрали, от входного давления. Уточнены обобщенные зависимости упругости кавитационных каверн от входного давления и режима работы насоса. Показано, что при расчетах собственных частот колебаний жидкости в питающей магистрали для режимов работы насоса с интенсивными обратными течениями необходимо учитывать величину инерционности активного потока жидкости в зоне существования обратных течений и предложена методика ее определения.

Ил.2. Библиогр.: 8 назв.

УДК 532.528:621.674

Расчетно-экспериментальное определение объема кавитационных каверн в зоне обратных течений/Григорьев Ю.Е. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб. науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.55-68.

Предлагается расчетно-экспериментальный способ определения зависимостей объема кавитационных каверн в зоне обратных течений от давления и расхода жидкости на входе в шнеко-центробежный насос. В основу способа положено предположение, что объем каверн в зоне обратных течений при постоянном входном давлении пропорционален объему вихревой зоны и зависит от уровня энергии статического давления в ней. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями объема кавитационных каверн в зоне обратных течений.

Ил.4. Библиогр.: 11 назв.

УДК 532.528:621.674

Расчетно-экспериментальные зависимости параметров обратных токов перед шнеком от степени развития кавитации/ Ершов Н.С. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб. науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.68-75.

По результатам измерения давления в центре активного потока перед входными кромками осевого шнекового преднасоса получена эмпирическая зависимость интенсивности обратных токов во входном трубопроводе насоса от степени развития кавитации. Предложены расчетно-экспериментальные зависимости радиуса активного потока и длины зоны распространения обратных токов от входного давления.

Ил.3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 532.528:621.671

Влияние скорости изменения объема кавитационной полости на зависимость $V_{k\Sigma}(p_1, q)$/ Грабовская Т.А. – В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с. 91-94.

Показано, что на зависимость суммарного объема кавитационных каверн в шнеко-центробежном насосе от давления и расхода на входе в насос, определяемую по результатам обработки осциллограмм развитых кавитационных автоколебаний, на режимах работы насоса без обратных токов на входе влияет скорость изменения объема каверн. При работе насоса с интенсивными обратными токами влияния $V_{k\Sigma}$ на экспериментальную зависимость $V_{k\Sigma}(p_1, q)$ не наблюдается.
Ил.1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.65:532.528.001.2(02)

Определение давления в кавитационной каверне при различных стадиях развития кавитации в шнеке/ Петров В.И. – В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с. 95-98.

Получена экспериментальная зависимость расхода газопаровой фазы через каверну в шнеке при различных стадиях развития в нем кавитации. На основании этой зависимости выведены соотношения для расчета термодинамической и газовой поправок кавитационного запаса насоса и получено приближенное уравнение для определения давления в кавитационной каверне в шнеке при различных значениях коэффициента кавитации.
Ил.1.

УДК 532.528:621.671

К вопросу об условном разделении суммарного объема кавитационной полости в проточной части шнеко-центробежного насоса/ Грабовская Т.А. – В кн.: Динамика насосных систем. Сб. науч. тр. Киев: Наук.думка, 1980, с. 75-88.

Показано, что учет влияния скоростного напора обратных токов в формуле условного разделения суммарного объема каверн на объем каверн перед шнеком и в проточной части насоса позволяет получить характерные фазовые соотношения между ними в процессе колебаний и использовать результаты испытаний насосов в режиме автоколебаний для построения статических зависимостей объемов каверн перед шнеком и в проточной части насоса от числа кавитации и коэффициента режима.
Ил.4. Библиогр.: 21.

УДК 621.65:582.528.001.2 (02)

Определение расхода газопаровой фазы через кавитационную каверну в шнеке/ Петров В.И. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.98-109.

На основании принятой модели кавитационного обтекания потоком вязкой жидкости решетки шнека получены уравнения расходов газопаровой фазы, поступающей в каверну и выходящей через концевую часть ее для срывного режима работы шнека.

Приведены экспериментально-теоретические зависимости для определения термодинамической и газовой поправок критического кавитационного запаса насоса.

Ил.2. Библиогр.: 7 назв.

УДК 532.528 + 536.423

Аналитическая модель оседлой паровой кавитационной каверны/ Кучкин В.Н. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: 1980, с.109-114.

Предложена аналитическая модель оседлой паровой кавитационной каверны, позволяющая определять зависимость объема паровой фазы от давления в трубопроводе перед трубой Вентури, шнековым или центробежным насосом.

Разработанная модель справедлива для квазистационарных и низкочастотных почти гармонических автоколебательных режимов работы системы с кавитирующим элементом.

Ил.1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.67

Исследование течения в спиральном отводе центробежного насоса с учетом влияния пристеночного пограничного слоя/ Боровский Б.И. В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.115-121.

Течение в отводе оказывает влияние на энергетические параметры, динамические характеристики насосов, на радиальные и осевые силы, действующие на колесо насоса. В статье с использованием основных положений теории пограничного слоя и турбулентных струй, уравнений неразрывности и изменения количества движения получены соотношения для скоростей и давлений потока в сечениях сборника. Показана удовлетворительная сходимость расчетных и опытных данных.

Табл.1. Ил.3. Библиогр.: 10 назв.

УДК 532.528.5:534-14

К расчету частоты высокочастотных кавитационных автоколебаний в гидравлической системе с трубкой Вентури/ Манько И.К., Шепелев А.П. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.122-127.

Проведен сравнительный анализ расчетных и экспериментальных значений частоты высокочастотных кавитационных автоколебаний в гидравлической системе с трубкой Вентури.

Предложено аналитическое выражение зависимости числа Струха ля от параметра кавитации для определенного угла диффузора трубки Вентури.

Ил.2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 532.528.5:534 -14

К определению частот колебаний давления, создаваемых кавитационным генератором/ Пилипенко В.В. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с. 127-131.

Предложены формулы для определения частот кавитационных авто колебаний в гидросистеме и модифицированного числа Струхаля, не содержащие эмпирических коэффициентов и позволяющие получить удов летворительное согласование теоретических и экспериментальных результатов.

Ил.1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 534.11:681.3:519.2

Применение ЭВМ для вычисления форм колебаний по результатам динамических испытаний/ Крютченко В.Е., Якимов Б.В. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с. 131-138.

Изложен способ вычисления с помощью ЭВМ форм колебаний механических систем по результатам динамических испытаний. Для определения коэффициентов формы в тех точках испытуемой конструкции, где проведены измерения, используются результаты гармонического анализа. В промежутках между этими точками интерполяция упругой линии выполняется кубическими сплайнами.

Ил.3. Библиогр.: 2 назв.

УДК 534.11:534.282

О некоторых особенностях спектра частот собственных продольных колебаний стержня с осцилляторами/ Крютченко В.Е. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с. 138-144.

Рассмотрено влияние упругоподвешенных масс на спектр частот собственных продольных колебаний упруговязкого стержня с осцилляторами. Показано, что в отличие от частот, обусловленных континуальными свойствами модели, частоты, связанные с осцилляторами, появляются в спектре парами. С увеличением демпфирования частоты, обусловленные влиянием упругоподвешенных масс, попарно сближаются, а затем при некотором значении коэффициента неупругого сопротивления эти частоты вырождаются. В последнем случае масса соответствующего осциллятора колеблется как жестко присоединенная к стержню.

Ил.2. Табл.1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 536.24.08

О методике фиксации кризиса теплоотдачи/ Ходурский В.Е. В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.148-151.

Использование метода фиксации кризиса теплоотдачи по скачку температуры греющей стенки некорректно для исследования кризиса теплоотдачи второго рода и может служить причиной неправильных выводов о влиянии локальных значений и распределения тепловой нагрузки по длине канала в критических условиях.

Предлагается методика фиксации кризиса теплоотдачи по максимуму функции осредненного коэффициента теплоотдачи от определяющего параметра, посредством датчика теплоотдачи в виде теплообменника греющая жидкость - кипящая жидкость.

Ил.2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 533.6:621.4

Исследование нерасчетных режимов регулируемого тарельчатого сопла/ Гора Ю.В., Гребенюк Л.З., Коваленко Н.Д., Пономаренко С.И., Стрельников Г.А. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.152-159.

Исследуются характеристики тарельчатого сопла с переменной площадью критического сечения на нерасчетных режимах работы. Сверхзвуковая область течения в сопле рассчитывается методом сквозного счета. Получен ряд характеристик поля течения внутри сопла, тяговая характеристика и др.

Для проверки полученных результатов проведены экспериментальные исследования течения и тяговой характеристики регулируемого тарельчатого сопла на нерасчетных режимах.

Ил.8. Библиограф.: 14 назв.

УДК 533.6:621.4

Приближенный расчет регулируемого тарельчатого сопла/ Гребенюк Л.З., Коваленко Н.Д., Стрельников Г.А. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.159-166.

Получены приближенные аналитические выражения для характеристик тарельчатого сопла с двумя регулируемыми параметрами режима: площадь критического сечения и давление рабочего тела на входе в сопло.

Рассматриваемые соотношения могут использоваться для анализа зависимости характеристик сопла от параметров режима, а также для приближенного расчета указанных характеристик при заданном донном давлении. Проводится сравнение результатов расчета характеристик регулируемого тарельчатого сопла по данному методу и точного расчета, а также имеющихся экспериментальных данных по тяговой характеристике.

Ил.1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 532.557.011.55

Численное исследование течения идеального газа в трансзвуковой области кольцевого сопла с подвижной обечайкой. Гора О.В. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб.науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.167-171.

Представлены результаты численного исследования течения невязкого нетеплопроводного газа в дозвуковой и трансзвуковой области кольцевого сопла с отрицательным углом наклона минимального сечения. В основе исследования лежит интегрирование нестационарной системы уравнений газовой динамики с помощью метода "потоков" Приведены результаты расчета течения идеального газа для нескольких положений контура сопла относительно центрального тела, различающиеся величиной зазора в горле сопла.

Ил.2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 518.12:532.54

Математическое моделирование нестационарных процессов в магистралях системы питания/ Венгерский О.В., Морозов В.А., Полухин Д.А., Усов Г.Л., Ткачев В.П. - В кн.: Динамика насосных систем. Сб. науч.тр. Киев: Наук.думка, 1980, с.172-176.

Рассмотрены возможности упрощения математической модели нестационарных процессов в магистралях системы питания с учетом фазовых превращений в потоке. Показана допустимость расчета характеристик реальных систем в сосредоточенных параметрах с эквивалентными плотностью и скоростью распространения малых возмущений.

Ил. 2.