

Е.А. КРЕСТИН

К ВОПРОСУ О ПУЛЬСИРУЮЩИХ ТЕЧЕНИЯХ В ЩЕЛЕВЫХ ЗАЗОРАХ ПЕРЕМЕННОЙ ВЫСОТЫ

THE ISSUE OF PULSATING FLOW IN THE SLIT OF VARIABLE HEIGHT CLEARANCES

Получена динамика жидкостного слоя в зазоре переменной высоты. Найдено общее решение в виде суммы напорного течения с постоянным перепадом давления и осциллирующих компонент: пульсации перепада давления и колебаний стенки. Получены формулы для скорости пульсации жидкости для предельных случаев. Выявлены границы квазистационарной модели течения вязкой жидкости от изменения безразмерной частоты колебаний жидкости в щелевом зазоре. Установлено, что при большой безразмерной частоте отсутствует взаимодействие между стенками и можно рассматривать такое течение жидкости в зазоре как движение возле единичной плоскости.

Ключевые слова: пульсирующее течение, зазор переменной высоты, осцилляции стенки, графики скорости, квазистационарность.

В работе [1] сформулирована и решена задача о пульсирующем течении вязкой несжимаемой жидкости в зазоре переменной высоты при осцилляции стенки и пульсации давления. Установлено, что перекоз подвижного плунжера приводит к изменению локальных и интегральных характеристик потока пропорционально углу перекоза по сравнению с параллельным каналом [2-10].

В работе рассмотрено влияние безразмерной частоты колебаний на динамику жидкостного слоя в зазоре [11-20].

В силу линейности задачи, общее решение было получено [1] в виде суммы напорного течения с постоянным перепадом давления и осциллирующих компонент: пульсации перепада давления и колебаний стенки, зависящих от времени:

$$\bar{v}_r = \frac{\bar{f}_0}{2r} (\bar{\varphi} - \bar{\varphi}^2) + \frac{1}{r} \sum_{k \neq 0} \bar{u}_k (\bar{\varphi}) e^{-ik\tau}, \quad (1)$$

Dynamic liquid layer is obtained in the gap of variable height. It is found total solution as the sum of the discharge currents with a constant pressure drop and oscillating components: Differential pressure pulsation and wall vibrations. The formulas for fluid pulsation rate limiting cases are obtained. The article identifies border of quasi-stationary model of viscous fluid from the fluid changes the dimensionless frequency of oscillations in a slot gap.

Keywords: pulsating flow, the gap variable height, wall oscillation speed charts, quasi-steady state.

$$\bar{u}_k = \frac{\bar{if}_{kn}}{k\bar{\omega}} (1 - \cos \bar{\varphi} \sqrt{ik\bar{\omega}}) + \left[v_{km} - \frac{\bar{if}_{kn}}{k\bar{\omega}} (1 - \cos \sqrt{ik\bar{\omega}}) \right] \frac{\sin \bar{\varphi} \sqrt{ik\bar{\omega}}}{\sin \sqrt{ik\bar{\omega}}}, \quad (2)$$

$$\bar{v}_\varphi = 0, \quad (3)$$

где \bar{f}_0 – амплитуда статической компоненты перепада давления по концам зазора; $\bar{\varphi}$ – полярный угол; \bar{r} – полярный радиус; \bar{U}_k – амплитуда скорости осцилляции подвижной стенки; $\bar{\omega}$ – частота пульсаций давления и колебаний стенки; i – кинематическая вязкость жидкости; \bar{v}_φ – скорость движения жидкости поперек зазора; τ – время процесса.

Пульсации перепада давления вносят следующий вклад в профиль скорости:

$$\bar{v}_{r,\Delta P} = \frac{\bar{f}_0}{2\bar{r}}(\bar{\varphi} - \bar{\varphi}^2) + \frac{1}{\bar{r}} \sum_{k \neq 0} \frac{i\bar{f}_{kn}}{k\bar{\omega}} \times \left\{ 1 - \cos \bar{\varphi} \sqrt{ik\bar{\omega}} - \frac{1 - \cos \sqrt{ik\bar{\omega}}}{\sin \sqrt{ik\bar{\omega}}} \sin \bar{\varphi} \sqrt{ik\bar{\omega}} \right\} e^{-ik\tau}, \quad (4)$$

где $\bar{v}_{r,\Delta P}$ – скорость, обусловленная перепадом давления; $k; n$ – количество гармоник; \bar{f}_{kn} – амплитуда функции перепада давления, обусловленная колебательным процессом.

Наклонная колеблющаяся стенка формирует профиль скорости, который на основании (1) – (3) запишем в виде

$$\bar{v}_{r,\varphi p} = \frac{1}{r} \sum_{k \neq 0} \bar{v}_{km} \frac{\sin \bar{\varphi} \sqrt{ik\bar{\omega}}}{\sin \sqrt{ik\bar{\omega}}} e^{-ik\tau}, \quad (5)$$

где $\bar{v}_{r,\varphi p}$ – скорость движения жидкости в зазоре, обусловленная осцилляцией стенки; \bar{v}_{km} – амплитуда скорости колебаний стенки.

Если верхняя стенка (наклонная) колеблется по гармоническому закону

$$\bar{V}(\bar{t}) = \bar{v}_m e^{-i\tau} + \bar{v}_{-m} e^{i\tau}, \quad (6)$$

то профиль скорости определяется таким образом:

$$\bar{v}_{r,\varphi p} = \frac{2}{r} \operatorname{Re} \left\{ \bar{v}_m \frac{\sin \bar{\varphi} \sqrt{i\bar{\omega}}}{\sin \sqrt{i\bar{\omega}}} e^{-i\tau} \right\}. \quad (7)$$

Если же по гармоническому закону осциллирует перепад давления

$$\bar{P}(\bar{t}) = \bar{f}_n e^{-i\tau}, \quad (8)$$

то профиль скорости имеет вид

$$\bar{v}_{r,\Delta P} = \frac{2}{\bar{r}} \operatorname{Re} \frac{i\bar{f}_n}{\bar{\omega}} \left\{ 1 - \cos \bar{\varphi} \sqrt{i\bar{\omega}} - \frac{1 - \cos \sqrt{i\bar{\omega}}}{\sin \sqrt{i\bar{\omega}}} \sin \bar{\varphi} \sqrt{i\bar{\omega}} \right\} e^{-i\tau}, \quad (9)$$

где $\bar{P}(\bar{t})$ – функция пульсации перепада давления; Re – действительная часть функции.

Рассмотрим предельные случаи, когда частотно-вязкостный комплекс $\left| \sqrt{i\bar{\omega}} \right|$ много меньше или много больше единицы:

$\left| \sqrt{i\bar{\omega}} \right| \ll 1$ – случай низкочастотных колебаний или очень узкий зазор;

$\left| \sqrt{i\bar{\omega}} \right| \gg 1$ – случай высокочастотных колебаний или очень большой зазор.

В низкочастотном приближении скорость, обусловленная фрикционным течением (осцилляцией стенки), имеет вид

$$\bar{v}_{r,\varphi p} \cong \frac{2}{\bar{r}} \bar{\varphi} \operatorname{Re} \left\{ \bar{v}_m e^{-i\tau} \right\} \cong \bar{\varphi} \frac{R\bar{c}_*}{\bar{r}} \bar{V}(\bar{t})_c, \quad (10)$$

а скорость от пульсаций давления определяется зависимостью

$$\bar{v}_{r,\Delta P} \cong \frac{\bar{P}(\bar{t})}{2\bar{r}} (\bar{\varphi} - \bar{\varphi}^2) = \frac{\bar{R}_*}{2\bar{r}} \bar{f}(\bar{t}) (\bar{\varphi} - \bar{\varphi}^2), \quad (11)$$

где $R_* = \frac{1}{2}(R_1 + R_2)$ – среднее значение полярного радиуса на расчетном участке зазора; $\bar{f}(\bar{t})$ – заданная периодическая функция перепада давления по концам зазора.

Из соотношений (10) и (11) видно, что в низкочастотном приближении колебания стенки индуцируют в канале переменной высоты линейный по углу $\bar{\varphi}$ профиль скорости, а пульсации давления – параболический по углу $\bar{\varphi}$ профиль скорости.

Очевидно, что вывод остается в силе не только для гармонических колебаний скорости стенки и пульсации давления, но и вообще для любых достаточно медленных (квазистационарных) законов изменения $\bar{V}(\bar{t})_c$ и $\bar{V}(\bar{t})$.

В высокочастотном приближении скорость фрикционного течения определяется как

$$\bar{v}_{r,\varphi p} \cong \frac{2}{\bar{r}} e^{(\bar{\varphi}-1)\sqrt{\frac{\bar{\omega}}{2}}} \operatorname{Re} \left\{ \bar{v}_m e^{-i\left(\tau + \bar{\varphi} \bar{R}_* \alpha \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{2} - \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{2}}}\right)} \right\}, \quad (12)$$

а условие применимости этой формулы

$$\bar{\varphi} \sqrt{\bar{\omega}} \gg 1. \quad (13)$$

Из формулы (12) видно, что от колеблющейся стенки вглубь жидкости распространяется волна, а её скорость направлена перпендикулярно к направлению движения жидкости. Наиболее существенным свойством этой волны является то, что она быстро затухает, так как её амплитуда экспоненциально падает с увеличением расстояния от колеблющейся стенки. Глубина проникновения $\delta = \sqrt{2\nu / \bar{\omega}}$ – это расстояние, на котором амплитуда волны падает в e раз, уменьшается с увеличением частоты колебаний и растет с увеличением кинематической вязкости жидкости.

Очевидно, что формула (12) «не работает» вблизи нижней (неподвижной) стенки. Физически это объясняется тем, что скорость движения жидкости на неподвижной стенке равна нулю (по условию прилипания).

Графики распределения скоростей при осцилляции стенки, рассчитанные по формуле (7) в сечении $\bar{r} = \bar{R}$ для нескольких значений безразмерной величины $\bar{\omega}$, даны на рис. 1 и 2.

При расчетах установлено, что в данном случае «большими» являются безразмерные частоты, значения которых превышают $\bar{\omega} = 5-10$. Для этих частот профиль скорости можно определять по приближенной формуле (12).

Скорость, обусловленная пульсациями перепада давления в высокочастотном предельном случае, определена в виде

$$\bar{v}_{r,\Delta P} \cong \frac{2}{\bar{\omega}r} \operatorname{Re} \left(\bar{f}_n e^{-i\left(r-\frac{\pi}{2}\right)} \right), \quad (14)$$

а условие применимости этой формулы следующее:

$$\bar{\varphi}\sqrt{\bar{\omega}} \gg 1, \quad (1-\varphi)\sqrt{\bar{\omega}} \gg 1. \quad (15)$$

Следовательно, в высокочастотном пределе давление индуцирует в центральной области профиль скорости, не зависящий от угла наклона стенки $\bar{\varphi}$. Вблизи стенки, где нарушаются условия (15), а эта область при больших частотах является достаточно узкой, радиальная скорость, индуцированная давлением, быстро падает от константы до нуля. Отметим, что при увеличении безразмерной частоты $\bar{\omega}$ амплитуда осцилляции скорости $\bar{v}_{r,\Delta P}$ как функция времени спадает по закону $(\bar{\omega})^{-1}$.

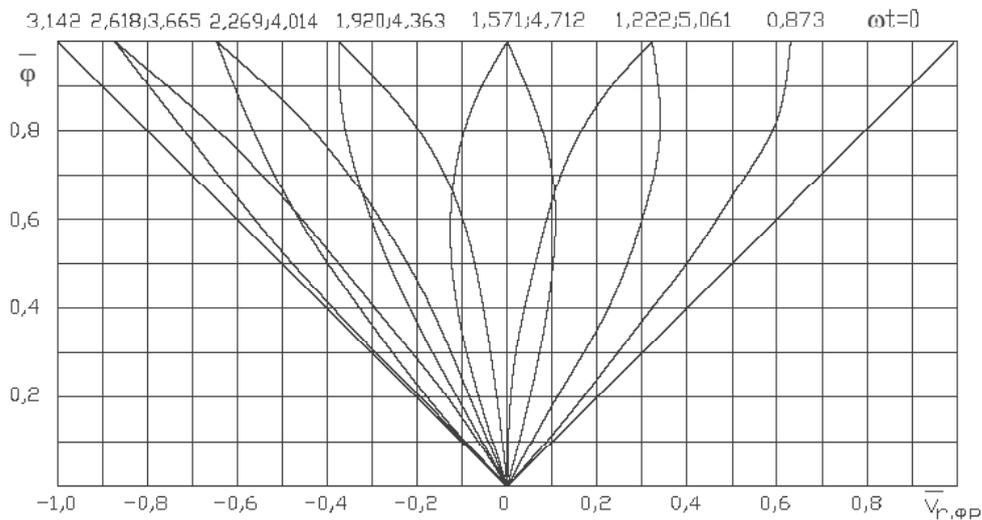


Рис. 1. Распределение местных скоростей в зазоре от колебаний стенки при безразмерной частоте $\bar{\omega}=0,92$

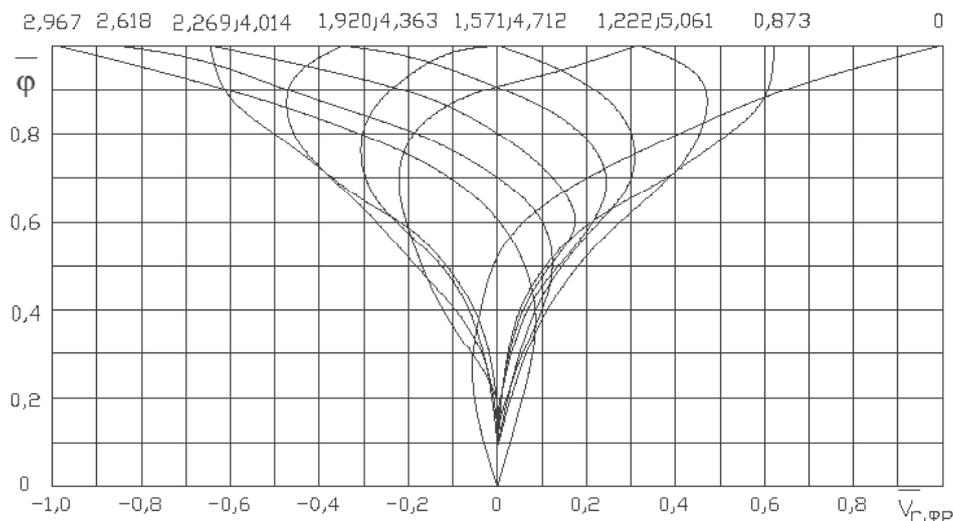


Рис. 2. Распределение местных скоростей в зазоре от колебаний стенки при безразмерной частоте $\bar{\omega}=11,3$

На рис. 3 и 4 изображены графики распределения скоростей при пульсации давления в сечении с координатой $\bar{r} = \bar{R}_*$ при $\bar{\alpha} = 0$.

На графиках можно отметить ряд характерных особенностей в распределении скоростей. Так при безразмерной частоте $\bar{\omega} = 0,92$ и значениях $\bar{\omega}\bar{t}$ от 0 до $0,28\pi$ профиль скорости еще незначительно отличается от параболического, соответствующего квазистационарному ламинарному течению. С увеличением безразмерной частоты пульсации давления течение в зазоре становится существенно нестационарным. В этом случае распределение скоростей в зазоре описывается соотношением (14).

Таким образом, распределение скоростей в зазоре обусловлено суперпозицией двух течений: течением, вызванным колебаниями давления, и течением, возникающим вследствие осцилляций стенки.

В зависимости от соотношения чисел m и n в канале превалирует тот или другой вид течения. Оба эти случая были рассмотрены в работе [1].

Особый интерес представляет случай, когда $m \cong n$, т.е. оба вида течения выражены примерно в одинаковой степени [2]. На рис. 5 и 6 представлены графики распределения скоростей соответственно для безразмерных частот $\bar{\omega} = 2$; $\bar{\omega} = 100$.

При частоте $\bar{\omega} = 2,0$ колебания жидкости в зазоре носят квазистационарный характер, т.е. практически следуют за изменением давления и скорости осцилляции стенки с небольшим отставанием по фазе. Распределение скоростей в этом случае близко к куэтовскому. Некоторое отличие от квазистационарного течения наблюдается на кривых, у которых фазы колебаний равны $\frac{\pi}{4}$ и $\frac{3\pi}{4}$, π и 2π , $\frac{5\pi}{4}$ и $\frac{7\pi}{4}$. В этих случаях градиент давле-

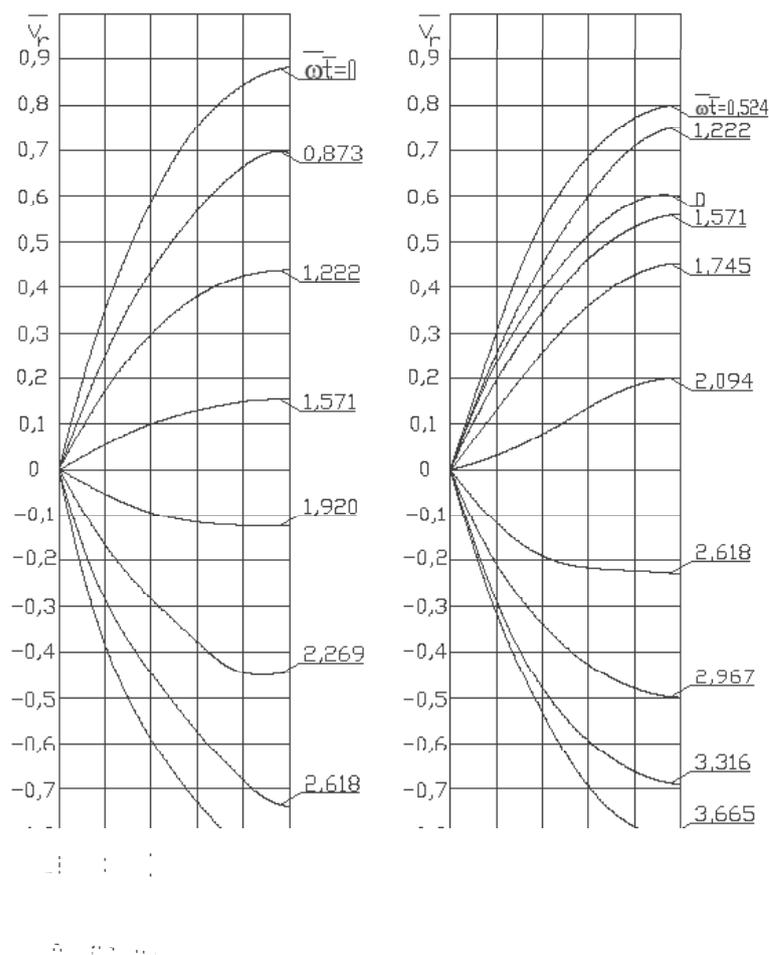


Рис. 3. Распределение местных скоростей в зазоре от пульсаций перепада давления при безразмерной частоте $\bar{\omega} = 0,92$ и $\bar{\omega} = 4,45$

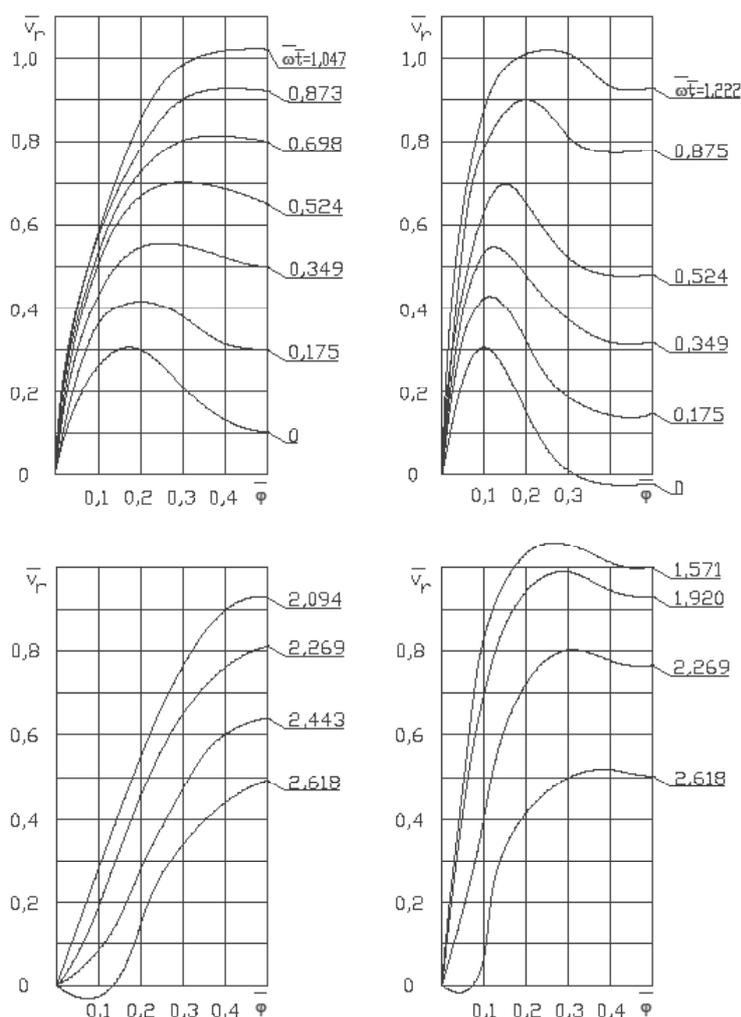


Рис. 4. Распределение местных скоростей в зазоре от пульсаций перепада давления при безразмерной частоте $\bar{\omega}=25$ и $\bar{\omega}=100$

ния и скорости движения стенки для каждой пары кривых один и тот же, а отличие на кривых, проявляющееся в наибольшей степени в середине канала, связано с появлением сил вязкости, приводящих к некоторому запаздыванию в движении частиц жидкости.

Увеличение безразмерной частоты колебаний приводит к значительному отличию характера течения от квазистационарного, так как в различных фазах колебаний действие сил давления и трения на различных расстояниях от стенки проявляется в разной степени. Направление действия сил давления и трения также изменяется по высоте канала. Поэтому распределение скоростей по высоте канала носит сложный характер, и для выяснения причин, влияющих на распределение скоростей в каждый момент времени, необходимо проводить сравнение

обоих факторов, определяющих движение жидкости при данной частоте. С увеличением безразмерной частоты $\bar{\omega}$ и, в частности, при $\bar{\omega}=100$ разность фаз колебаний по высоте канала близка к 2π , а течение всё более отчетливо начинает приобретать характер пограничного слоя.

Если стенка и перепад давления колеблются с различными частотами $l\bar{\omega}$ и $k\bar{\omega}$ (l и k – целые числа), то формулы (10) и (11) не изменяются. Поэтому низкочастотный профиль скорости в общем случае имеет вид:

$$\bar{v}_r \cong \bar{\varphi} \frac{\bar{R}_*}{\bar{r}} \bar{V}(\bar{t})_c + \frac{\bar{f}(\bar{t})}{2\bar{r}} (\bar{\varphi}^2 - \bar{\varphi}). \quad (16)$$

Эта формула справедлива даже тогда, когда осцилляции $\bar{V}(\bar{t})$ и $\bar{f}(\bar{t})$ имеют не гармонический, а более общий характер, но являются не слишком высокими.

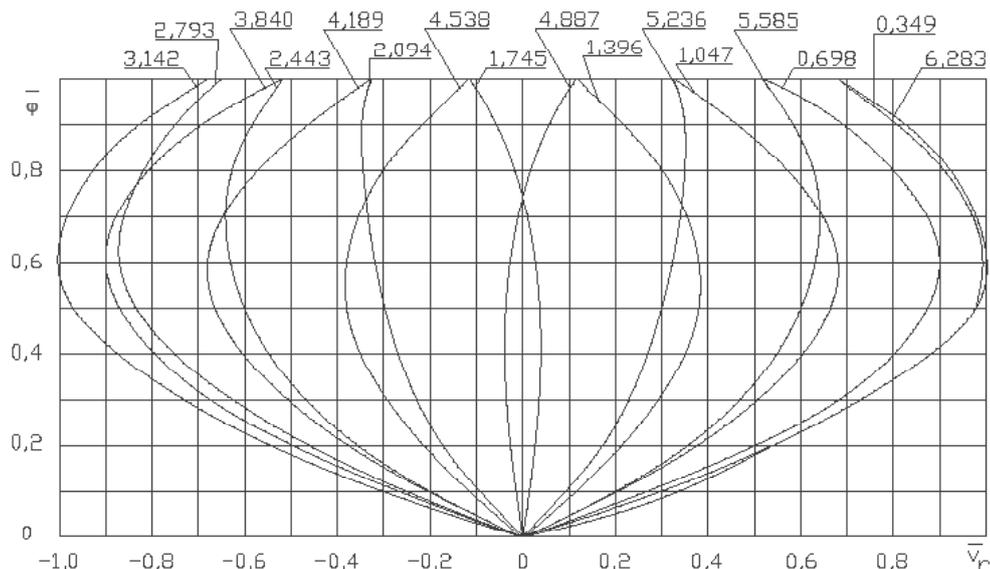


Рис. 5. Распределение местных скоростей в зазоре от совместного колебания стенки и давления при безразмерной частоте $\bar{\omega}=2,0$

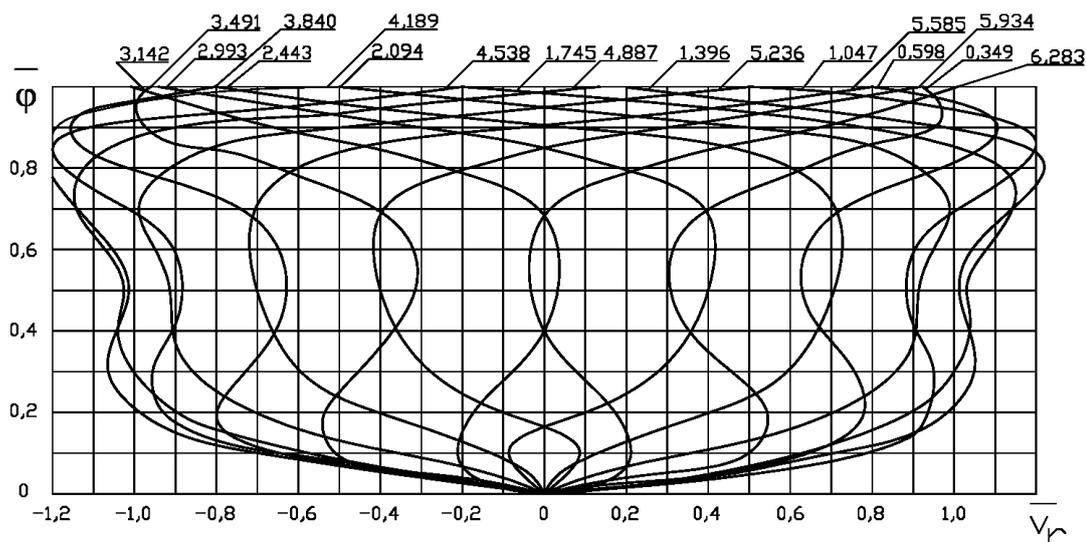


Рис. 6. Распределение местных скоростей в зазоре от совместного колебания стенки и давления при безразмерной частоте $\bar{\omega}=100$

Формула скорости в высокочастотном пределе имеет вид:

$$\bar{v}_r = \frac{2}{\bar{r}} e^{-(1-\bar{\varphi})\sqrt{\frac{k\bar{\omega}}{2}}} \operatorname{Re} \bar{v}_{km} e^{-i\left(k\tau + \bar{\varphi} \bar{R} \alpha \sqrt{\frac{k\bar{m}}{2}} - \sqrt{\frac{k\bar{m}}{2}}\right)} + \frac{2}{l\bar{r}\bar{\omega}} \bar{f}_{in} \operatorname{Re} e^{-i\left(l\tau - \frac{\pi}{2}\right)}. \quad (17)$$

Профиль скорости по зависимости (17), с учетом различных частот $l\bar{\omega}$ и $k\bar{\omega}$, изменяется с течением времени уже как полигармоническая функция.

Таким образом, при $\sqrt{\bar{\omega}} \gg 1$ течение в зазоре существенно нестационарное, а при $\sqrt{\bar{\omega}} \ll 1$ его можно представить как последовательность квазистационарных течений, медленно изменяющихся со временем. Низкочастотный предел при гармонических колебаниях хорошо согласуется с аналогичными выводами работ [3, 4], в которых отмечается, что при безразмерной частоте $(\bar{\omega}\delta^2/10\nu) \ll 1$ пульсации потока в плоской щели, течение допустимо считать квазистационарным.

Выводы. 1. При течении вязкой несжимаемой жидкости в зазоре переменной высоты с учетом пульсаций давления и колебаний наклонной стенки профиль скорости определяется суммой напорного и фрикционного течений. Вследствие линейности задачи вклады в общее решение от напорного и фрикционного течений являются аддитивными и независимыми.

2. Анализ предельных решений показал, что в случае низкочастотных колебаний течение допустимо считать квазистационарным. В высокочастотном пределе течение в зазоре существенно нестационарное, что проявляется в перераспределении профиля местной скорости в сечениях канала. В данном случае «большими» являются безразмерные частоты, значения которых превышают $\bar{\omega} = 5-10$.

3. Выявлены границы квазистационарной модели течения вязкой жидкости от изменения безразмерной частоты колебаний рабочей среды в щелевом зазоре, обусловленные осцилляциями стенки. С ростом $\bar{\omega}$ колебаний стенки до значения $\bar{\omega} \approx 25$ течение в зазоре становится существенно нестационарным, что проявляется в фазовом сдвиге между колебаниями стенки и колебаниями частиц жидкости вблизи неподвижной стенки. Разность фаз между наиболее удаленными слоями жидкости достигает π ; увеличивается также разница в скорости движения стенки и средних слоев жидкости, т.е. наблюдается переход к послойному колебанию среды в зазоре. При дальнейшем увеличении безразмерной частоты колебания жидкости локализуются непосредственно у стенки, а неподвижная стенка практически не влияет на эти колебания. Запаздывание по фазе между колебаниями стенки и движением слоев жидкости у неподвижной стенки достигает 2π . Таким образом, при большой безразмерной частоте практически отсутствует взаимодействие между стенками и с большой степенью точности можно рассматривать такое течение жидкости в зазоре как движение возле единичной плоскости.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Крестин Е.А. Расчет пульсирующих течений в щелевых зазорах переменной высоты // Научное обозрение. 2015. № 14. С.122–125.
2. Садиков И.Н. Колебательное движение вязкой жидкости в малом зазоре // Труды Всесоюзного заочного машиностроительного института. 1972. Вып. 1. С. 77-95.
3. Попов Д.Н. Нестационарные гидромеханические процессы. М.: Машиностроение, 1982. 200 с.
4. Рутпель А.И., Шерман Э.Б. К исследованию бесконтактных уплотнений возвратно-поступательных пар // Гидропривод и системы управления строительных, тяговых и дорожных машин. Новосибирск, 1976. С. 37-53.
5. Крестин Е.А. Определение утечек жидкости через зазор бесконтактного уплотнения поршня гидравлического вибратора // Научное обозрение. 2014. №5. С. 108-110.
6. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Автоматизированный гидропривод поворотной платформы экскаватора // Труды секции «Строительство». Строительный вестник Российской инженерной академии. М., 2007. Вып. 8. С. 15-18.
7. Лукс А.Л., Крестин Е.А., Шувалов М.В. Анализ влияния волнисто-шероховатой поверхности на гидравлическое сопротивление и теплопередачу при турбулентных течениях потока жидкостей в промышленных трубах // Вестник СГАСУ. Градостроительство и архитектура. 2013. № 1(9). С. 93-113. DOI: 10.17673/Vestnik.2013.01.15.
8. Крестин Е.А. Снижение колебаний в предохранительных клапанах систем гидроприводов // Традиции и инновации в строительстве и архитектуре: материалы 71-й Всероссийской научно-технической конференции / СГАСУ. Самара, 2014. С. 185-186.
9. Крестин Е.А. Гидравлический расчет гидромоторов // Традиции и инновации в строительстве и архитектуре: материалы 71-й Всероссийской научно-технической конференции / СГАСУ. Самара, 2014. С. 187-188.
10. Крестин Е.А. Распределители жидкости систем гидроприводов // Традиции и инновации в строительстве и архитектуре: материалы 71-й Всероссийской научно-технической конференции / СГАСУ. Самара, 2014. С. 188-189.
11. Крестин Е.А. Гидродинамический расчет бесконтактных уплотнений плунжерных пар // Научное обозрение. 2014. № 10. С. 430-436.
12. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Автоматизация динамических испытаний аксиально-поршневых гидромоторов // Всероссийская межвуз. научно-практ. конф. «Компьютерные технологии в науке, практике и образовании»: Тез. докл. Самара: СамГТУ, 2003. С. 20-21.
13. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Математическое моделирование гидравлических исполнительных систем экскаватора как объекта управления // Труды Международной научн.-техн. конф. «ИНТЕРСТРОЙМЕХ-2005». Ч.1. Тюмень, 2005. С. 154-158.
14. Дуданов И.В. Стенд для исследования гидропривода грузоподъемной стрелы, оснащенного системой автоматического управления, замкнутой по скорости // Материалы Международной научн.-техн. конф. «ИНТЕРСТРОЙМЕХ-2007» / СГАСУ. Самара, 2007. С. 114-116.
15. Дуданов И.В. Автоматизация динамических испытаний гидрооборудования // Тезисы докладов на Международной научно-техн. конф. «Радиоэлектроника, электроника и энергетика». М.: МЭИ, 2004. С. 105.
16. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Декомпозиция одного класса многомерных объектов управления // Труды секции «Строительство». Строительный вестник Российской инженерной академии. М., 2006. С. 186-191.
17. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Однокошковый гидравлический экскаватор как объект управления // Механизация строительства. 2008. №6. С. 9-10.

18. Гальперин Е.М., Лукс А.Л., Крестин Е.А. Сравнительный анализ отечественных и зарубежных методик расчета потерь напора в трубах кольцевой водопроводной сети // Вестник СГАСУ. Градостроительство и архитектура. 2012. № 2(6). С. 80-85. DOI: 10.17673/Vestnik.2012.02.10.

19. Крестин Е.А. Нестационарные гидродинамические процессы в щелевых зазорах бесконтактных уплотнений при ступенчатом изменении давления // Вестник СГАСУ. Градостроительство и архитектура. 2015. № 1(18). С. 100-106. DOI: 10.17673/Vestnik.2012.02.10.

20. Крестин Е.А. Динамический расчет зазоров бесконтактных уплотнений при импульсном изменении давления при определении расхода утечек жидкости // Вестник СГАСУ. Градостроительство и архитектура. 2015. № 2(19). С. 100-106. DOI: 10.17673/Vestnik.2015.02.16.

Об авторе:

КРЕСТИН Евгений Александрович

кандидат технических наук, профессор кафедры общей и прикладной физики и химии
Самарский государственный архитектурно-строительный университет
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 194
E-mail: krestin@bk.ru

KRESTIN Evgenyi A.

PhD in Engineering Science, Professor of the Department of General and Applied Physics and Chemistry
Samara State University of Architecture and Civil Engineering
443001, Russia, Samara, Molodogvardeyskaya st., 194
E-mail: krestin@bk.ru

Для цитирования: Крестин Е.А. К вопросу о пульсирующих течениях в щелевых зазорах переменной высоты // Вестник СГАСУ. Градостроительство и архитектура. 2016. №2(23). С. 48-55. DOI: 10.17673/Vestnik.2016.02.10.

For citation: Krestin E.A. The issue of pulsating flow in the slit of variable height clearances // Vestnik SGASU. Town Planning and Architecture. 2016. №2(23). Pp. 48-55. DOI: 10.17673/Vestnik.2016.02.10.



Ф Г Б О У В О «Самарский государственный архитектурно-строительный университет»

НАУЧНО-ПРОЕКТНЫЙ ЦЕНТР «АРХИГРАД»

Основные виды деятельности:

- архитектурное и ландшафтное проектирование;
- разработка проектных концепций, стратегическое планирование;
- разработка градостроительной документации на строительство зданий, сооружений;
- осуществление функций генерального проектировщика.

По вопросам сотрудничества обращаться по адресу:

443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 194

тел./факс: 8(846)333-59-00

E-mail: uhdnir@samgasu.ru