АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2005, том 51, № 4, с. 543–549

УДК 621.515:534

ВЛИЯНИЕ ПОТОКА ЖИДКОСТИ В ОТВОДЕ ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА НА АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

© 2005 г. В. Л. Хитрик

Научно-исследовательский институт химического машиностроения
141300 Сергиев Посад Московской области
E-mail: mail@niichimmach.ru

Поступила в редакцию 27.08.2003 г.

Проведено аналитическое исследование влияния неоднородного в радиальном направлении установившегося потока жидкости в отводе центробежного насоса на возбуждение в нем звуковых волн источником колебаний, помещенным во входное сечение рабочего лопаточного колеса. Показано, что изменение скорости потенциального вращения жидкости в отводе насоса практически не влияет на величину резонансных частот в рассмотренном диапазоне высокочастотных звуковых колебаний (различие менее 2%), в то время как такое же изменение (увеличение) скорости твердотельного вращения потока приводит к небольшому (от 2% до 10%) росту величины резонансных частот в том же диапазоне.

Известно [1], что центробежные насосы обладают принципиально осуществимой возможностью работать в широком диапазоне объемных расходов (подач). Использование центробежных насосов на всех подачах, которые они могут создавать, ограничено, главным образом, из-за возникновения гидродинамической вибрации при работе насосов на пониженных подачах. Гидродинамическая вибрация приводит к падению энергетических характеристик насосов, увеличению расхода мощности на перекачку жидкости, к резкому повышению износа оборудования и отрицательно сказывается на экологической обстановке. Одним из источников этого типа вибрации может быть резонансное возбуждение звука возмущениями жидкости, возникающими, например, при взаимодействии подвижных и неподвижных решеток лопаток. В этой связи представляет интерес рассмотреть влияние неоднородного в радиальном направлении установившегося потока жидкости в отводе центробежного насоса на возбуждение в нем звуковых волн источником колебаний, помещенным во входное сечение рабочего лопаточного колеса. К обсуждаемой задаче близка задача, которая возникает при исследовании работающих в присутствии потока воздуха глушителей звука, использующих как элемент конструкции отверстие в экране, разделяющем движущуюся и неподвижную среду. Исследование влияния потока на акустические характеристики отверстий с учетом их конечной ширины представляет сложную задачу, различные аспекты которой рассмотрены в работах [2–6].

В качестве исходной системы уравнений, описывающих распространение звуковых волн в отводе, будем использовать следующие линеаризованные уравнения:

уравнение неразрывности

$$i\omega r\rho + \rho_0 r\frac{\partial v}{\partial r} + \rho_0 v + U_0\frac{\partial \rho}{\partial \varphi} + \rho_0\frac{\partial u}{\partial \varphi} = 0, \qquad (1)$$

проекции векторного уравнения движения Эйлера на окружное и радиальное направления цилиндрической системы координат r, φ, z (рисунок)

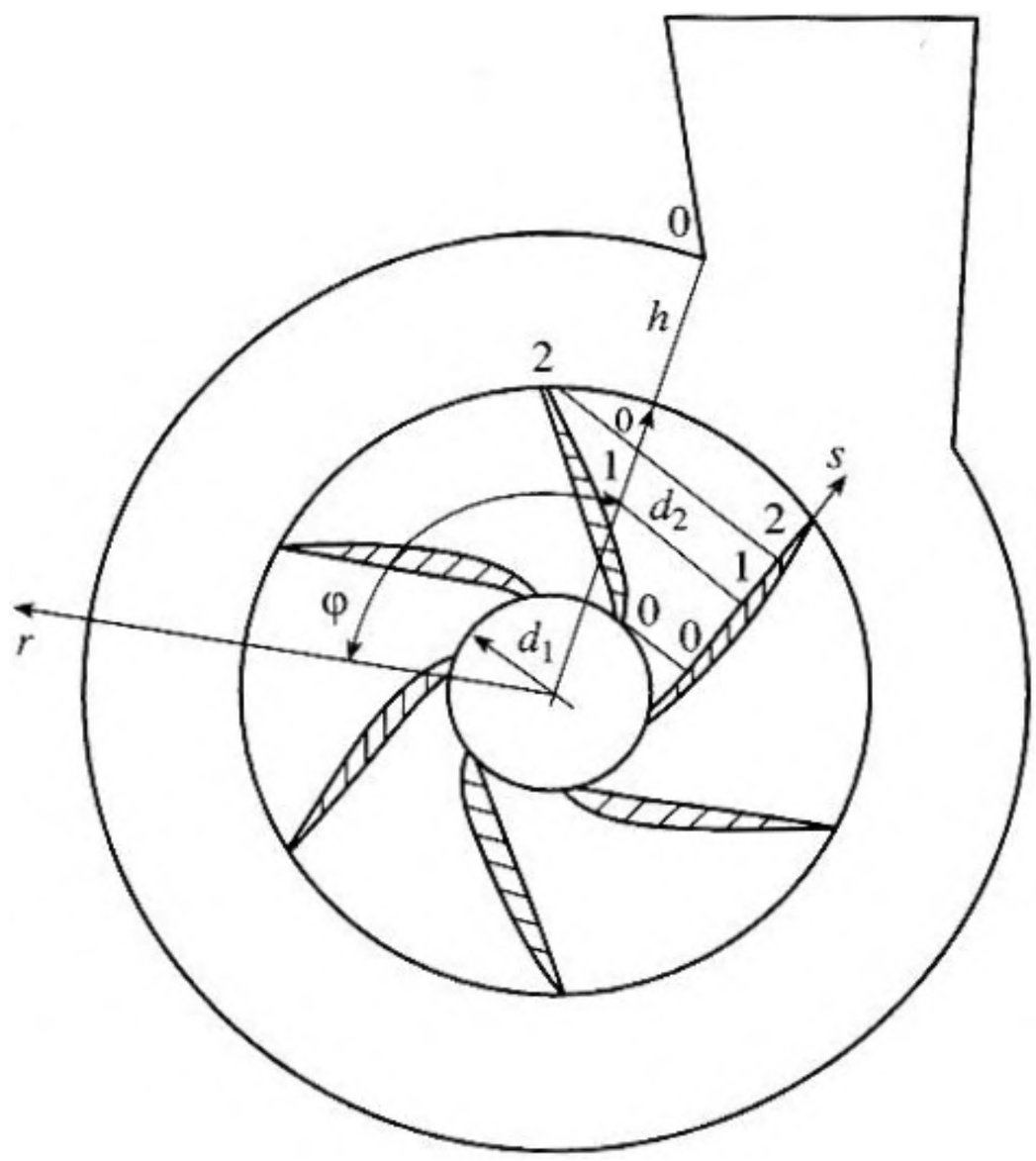
$$\frac{v}{r}\frac{d(rU_0)}{dr} + \frac{U_0}{r}\frac{\partial u}{\partial \varphi} + i\omega u + \frac{1}{r\rho_0}\frac{\partial p}{\partial \varphi} = 0, \qquad (2)$$

$$i\omega v + \frac{U_0}{r}\frac{\partial v}{\partial \varphi} - \frac{2U_0 u}{r} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial r} = 0, \qquad (3)$$

уравнение состояния

$$\rho = p/c^2, \qquad (4)$$

где u, v – соответственно окружная и радиальная составляющие колебательной скорости в отводе; ρ, p – соответственно пульсации плотности и давления жидкости в отводе; ρ_0, U_0 – соответственно установившиеся значения плотности ($\rho_0 = \text{const}$) и проекции на окружное направление вектора скорости жидкости в отводе; c – скорость звука в покоящейся среде; ω – круговая частота колебаний; r, φ – соответственно радиальная и угловая координаты; i – мнимая единица.



Центробежный насос.

При выводе уравнений (1)–(3) приняты следующие допущения:

1) источник звука – гармонический с частотой ω;

2) установившееся течение в отводе реализуется в основном в окружном направлении со скоростью U_0, изменяющейся в радиальном направлении и не зависящей от осевой координаты z, перпендикулярной плоскости чертежа отвода, изображенного на рисунке; колебательные составляющие зависимых переменных в уравнениях (1)–(3) также полагаются не зависящими от координаты z;

3) влияние вращения рабочего колеса на распространение звука не учитывается; не учитывается и влияние выходного отверстия отвода.

Поскольку зависимые переменные, входящие в систему уравнений (1)–(4), должны быть, очевидно, периодическими по координате φ, решение системы (1)–(4) можно записать в виде:

$$f(r, \varphi) = f(r)\exp(-im\varphi), \tag{5}$$

где $f(r, \varphi)$ обозначает зависимые переменные, входящие в систему уравнений (1)–(4): ρ, v, u, p. Тогда с учетом (4), (5) система (1)–(3) примет вид:

$$i\omega r\rho + \rho_0 r\frac{\partial v}{\partial r} + \rho_0 v - imU_0\rho - im\rho_0 u = 0, \tag{6}$$

$$\frac{1}{r}\frac{d(rU_0)}{dr}v - im\frac{U_0}{r}u + i\omega u - \frac{imc^2}{r\rho_0}\rho = 0, \tag{7}$$

$$i\omega v - im\frac{U_0}{r}v - \frac{2U_0}{r}u + \frac{c^2}{\rho_0}\frac{\partial\rho}{\partial r} = 0, \tag{8}$$

Рассматривая уравнения (7), (8) как систему алгебраических уравнений относительно неизвестных v и u, найдем выражения v и u через ρ:

$$v = i\frac{-m2\dfrac{U_0c^2}{r^2\rho_0}\rho + \left(\omega - m\dfrac{U_0}{r}\right)\dfrac{c^2}{\rho_0}\dfrac{\partial\rho}{\partial r}}{\left(\omega - m\dfrac{U_0}{r}\right)^2 - 2\dfrac{U_0}{r^2}\dfrac{d(rU_0)}{dr}}, \tag{9}$$

$$u = -\frac{\dfrac{1}{r}\dfrac{d(rU_0)}{dr}\dfrac{c^2}{\rho_0}\dfrac{\partial\rho}{\partial r} - \left(\omega - m\dfrac{U_0}{r}\right)\dfrac{c^2}{\rho_0}\dfrac{m}{r}\rho}{\left(\omega - m\dfrac{U_0}{r}\right)^2 - 2\dfrac{U_0}{r^2}\dfrac{d(rU_0)}{dr}}. \tag{10}$$

Подставляя выражения (9), (10) в уравнение неразрывности (6), можно получить уравнение для возмущения плотности при произвольной зависимости установившегося значения окружной составляющей скорости жидкости в отводе U_0 от радиальной координаты r. Из-за громоздкого вида этого уравнения оно здесь не приводится. Кроме того, следует отметить, что аналитическое решение указанного уравнения представляет достаточно сложную задачу, однако, для некоторых практически важных частных видов функции $U_0 = U_0(r)$ это уравнение упрощается и становится возможным получение его решения.

Если решение для возмущения плотности $\rho(r)$ найдено, то, используя выражения (4), (9), (10), можно найти функции $p(r)$, $v(r)$, $u(r)$.

Для завершения постановки задачи укажем граничные условия.

На внешнем радиусе отвода реализуется условие непротекания жидкости, приводящее к равенству нулю радиальной составляющей колебательной скорости:

$$v = i\left[\left(\omega - m\frac{U_0}{r}\right)\frac{c^2}{\rho_0}\frac{\partial\rho}{\partial r} - m2\frac{U_0c^2}{r^2\rho_0}\rho\right] = 0 \quad \text{при } r = \frac{d_2}{2} + h, \tag{11}$$

где d_2 – диаметр рабочего колеса насоса; h – высота отвода, $h = \text{const}$.

На границе, отделяющей движущуюся среду в отводе от в среднем неподвижной среды в межлопаточных каналах рабочего колеса насоса, которая задается уравнением $r = \dfrac{d_2}{2} + \eta(\varphi, t)$, имеет ме-

сто непрерывность малого смещения границы $\eta(\varphi, t)$:

$$\eta_1(\varphi, t) = \eta_2(\varphi, t) \text{ при } r = \frac{d_2}{2} \tag{12}$$

и непрерывность пульсации давления:

$$\rho(r)c^2 e^{-im\varphi} = P_{k2} \text{ при } r = \frac{d_2}{2}, \tag{13}$$

где P_{k2} – пульсация давления жидкости на выходе межлопаточного канала рабочего колеса.

Радиальная составляющая колебательной скорости жидкости в отводе на границе, отделяющей движущуюся среду в отводе от в среднем неподвижной среды в межлопаточных каналах рабочего колеса насоса, определяется по формуле

$$v = \frac{\partial \eta_2}{\partial t} + U_0 \frac{1}{r}\frac{\partial \eta_2}{\partial \varphi} = i\omega\eta_2 + \frac{2U_0}{d_2}\frac{\partial \eta_2}{\partial \varphi}, \tag{14}$$

а радиальная составляющая колебательной скорости жидкости в межлопаточном канале рабочего колеса насоса на той же границе v_{k2}^r – по формуле:

$$v_{k2}^r = \frac{\partial \eta_1}{\partial t} = i\omega\eta_1. \tag{15}$$

Используя условие (12) и формулы (14), (15), получим следующее дифференциальное уравнение:

$$v = v_{k2}^r + \frac{2U_0}{i\omega d_2}\frac{\partial v_{k2}^r}{\partial \varphi}. \tag{16}$$

Подставляя в левую часть (16) функцию $v(r)$, найденную из решения системы уравнений (1)–(4) при $r = d_2/2$, получим:

$$v\left(\frac{d_2}{2}\right)\exp(-im\varphi) = v_{k2}^r + \frac{2U_0}{i\omega d_2}\frac{\partial v_{k2}^r}{\partial \varphi}. \tag{17}$$

Решение неоднородного дифференциального уравнения (17) имеет вид:

$$v_{k2}^r = C\exp\left(-\frac{i\omega d_2}{2U_0}\varphi\right) + \frac{v(d_2/2)}{1 - \dfrac{m2U_0}{\omega d_2}}\exp(-im\varphi), \tag{18}$$

где $C = \text{const}$.

В рамках рассматриваемой здесь постановки задачи решение (18) должно быть, очевидно, периодическим по переменной φ. Следовательно, постоянная C имеет ненулевое значение только в том случае, когда

$$\frac{\omega d_2}{2U_0} = n, \tag{19}$$

где n – целое число.

Когда (19) не выполняется, граничное условие для радиальной составляющей колебательной скорости жидкости на границе, отделяющей движущуюся среду в отводе от в среднем неподвижной среды в межлопаточных каналах рабочего колеса насоса, определяется по формуле

$$v_{k2}^r = \frac{v(d_2/2)}{1 - \dfrac{m2U_0}{\omega d_2}}\exp(-im\varphi).$$

Пусть установившееся течение в отводе представляет собой потенциальное вращение со скоростью

$$U_0 = \Gamma/r, \tag{20}$$

где $\Gamma = \text{const}$.

Тогда уравнение неразрывности (6) можно представить в виде

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial r^2} + \left[-\frac{4m\Gamma}{r^3\left(\omega - m\dfrac{\Gamma}{r^2}\right)} + \frac{1}{r}\right]\frac{\partial\rho}{\partial r} + \\ + \left[\frac{\omega\left(\omega - m\dfrac{\Gamma}{r^2}\right)}{c^2} + \frac{8m^2\Gamma^2}{r^6\left(\omega - m\dfrac{\Gamma}{r^2}\right)^2} + \right. \\ \left. + \frac{4m\Gamma}{r^4\left(\omega - m\dfrac{\Gamma}{r^2}\right)} - \frac{m\Gamma\left(\omega - m\dfrac{\Gamma}{r^2}\right)}{r^2c^2} - \frac{m^2}{r^2}\right]\rho = 0. \tag{21}$$

Ограничим рассмотрение случаем высокочастотных колебаний, которые возникают в высокооборотных турбомашинах, например, при аэродинамическом взаимодействии подвижных и неподвижных решеток [7]. В этом случае можно допустить, что $\varepsilon = \left|\dfrac{m\Gamma}{\omega r^2}\right| \ll 1$.

Записывая уравнение (21) в линейном по ε приближении, получим

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial r^2} + \left[\frac{1}{r} - \frac{4m\Gamma}{r^3\omega}\right]\frac{\partial\rho}{\partial r} + \\ + \left[\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{2m\Gamma\omega}{r^2c^2} + \frac{4m\Gamma}{r^4\omega} - \frac{m^2}{r^2}\right]\rho = 0 \tag{22}$$

Подстановкой убеждаемся, что с принятой точностью решением (22) является выражение

$$\rho = \exp\left(-\frac{m\Gamma}{\omega r^2}\right)Z_\nu(\alpha r) = \\ = \exp\left(-\frac{m\Gamma}{\omega r^2}\right)[AJ_\nu(\alpha r) + BN_\nu(\alpha r)], \quad (23)$$

где $J_\nu(\alpha r)$, $N_\nu(\alpha r)$ – соответственно функции Бесселя и Неймана; A = const, B = const, $\nu^2 = m^2 + \frac{2\omega\Gamma m}{c^2}$, $\alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$.

Подставляя (23) в (9), из граничных условий (11), (13), (18) получим выражения для A, B и далее связь между давлением и радиальной скоростью на входе в отвод насоса:

$$v_{k2}^r = \frac{i\alpha\omega}{\left(\omega - m\frac{\Gamma}{(d_2/2)^2}\right)^2\rho_0}P_{k2}\frac{-N_\nu'\left[\alpha\left(\frac{d_2}{2}+h\right)\right]J_\nu'\left[\alpha\left(\frac{d_2}{2}\right)\right] + J_\nu'\left[\alpha\left(\frac{d_2}{2}+h\right)\right]N_\nu'\left[\alpha\left(\frac{d_2}{2}\right)\right]}{D} + C\exp\left(-i\frac{\omega}{\Gamma}(d_2/2)^2\varphi\right), \quad (24)$$

где штрих обозначает дифференцирование по аргументу, а

$$D = J_\nu'\left[\alpha\left(\frac{d_2}{2}+h\right)\right]N_\nu\left[\alpha\left(\frac{d_2}{2}\right)\right] - \\ - N_\nu'\left[\alpha\left(\frac{d_2}{2}+h\right)\right]J_\nu\left[\alpha\left(\frac{d_2}{2}\right)\right].$$

Следует отметить, что в рассматриваемом здесь случае высокочастотных колебаний можно воспользоваться асимптотическими представлениями функций Бесселя и Неймана. Тогда (24) примет вид:

$$v_{k2}^r = \frac{i\alpha\omega}{\left(\omega - m\frac{\Gamma}{(d_2/2)^2}\right)^2\rho_0}P_{k2}\frac{\sin(\alpha h)}{\cos(\alpha h)} + \\ + C\exp\left(-i\frac{\omega}{\Gamma}(d_2/2)^2\varphi\right). \quad (25)$$

Подставляя в уравнение (25) полученные в работе [8] соотношения, связывающие амплитуды пульсаций скорости в радиальном направлении и давления на выходе из межлопаточного канала v_{k2}^r, P_{k2} с соответствующими амплитудами на входе в межлопаточный канал v_{k1}^r, P_{k1}, получим импедансное соотношение на входе в рабочее колесо насоса:

$$v_{k1}^r\left[\frac{\sin\beta_2}{\sin\beta_1}\left(1 - \frac{\mathrm{tg}\,kl}{ks_2}\right)\cos kl - \frac{c\omega\alpha\,\mathrm{tg}(\alpha h)}{\left(\omega - m\frac{\Gamma}{(d_2/2)^2}\right)^2}\frac{\sin kl}{\sin\beta_1}\right] = \\ = P_{k1}\left[\frac{i\omega\alpha\,\mathrm{tg}(\alpha h)}{\left(\omega - m\frac{\Gamma}{(d_2/2)^2}\right)^2\rho_0}\left(1 + \frac{\mathrm{tg}\,kl}{ks_1}\right)\cos kl + \frac{i\sin\beta_2}{\rho_0 c}\left(1 + \frac{1}{k^2 s_1 s_2} - \frac{l}{ks_1 s_2}\mathrm{ctg}\,kl\right)\sin kl\right] + C\exp\left(-i\frac{\omega}{\Gamma}(d_2/2)^2\varphi\right), \quad (26)$$

где k – волновое число звуковых колебаний в межлопаточном канале рабочего колеса, $k = \frac{\omega}{c}$; l – длина межлопаточного канала рабочего колеса; β_1, β_2 – углы установки лопаток рабочего колеса соответственно на входе и выходе рабочего колеса, s_1, s_2 – координаты входного и выходного сечений межлопаточного канала рабочего колеса, $P_{k1} = P_1$ = const.

Условием резонансного возбуждения звука в насосе является обращение в нуль коэффициента при v_{k1}^r в соотношении (26):

$$\frac{\sin\beta_2}{\sin\beta_1}\left(1 - \frac{\mathrm{tg}[\omega l/c]}{\omega s_2/c}\right)\cos(\omega l/c) - \\ - \frac{\omega^2\,\mathrm{tg}[\omega h/c]}{\left(\omega - m\frac{\Gamma}{(d_2/2)^2}\right)^2}\frac{\sin(\omega l/c)}{\sin\beta_1} = 0. \quad (27)$$

Резонансные частоты на входе в рабочее колесо насоса определяются из решения трансцендентного уравнения (27) и их величина зависит от скорости потока жидкости в отводе только для ненулевых мод звуковых колебаний в отводе ($m \neq 0$).

Следует отметить, что при отсутствии потока и малости высоты отвода по сравнению с наружным радиусом рабочего колеса, $2h/d_2 \ll 1$, выражение (27) преобразуется в формулу для определения резонансных частот, полученную для указанных условий в работе [8].

Рассмотрим случай, когда установившееся течение в отводе представляет собой твердотельное вращение со скоростью

$$U_0 = \Omega r. \tag{28}$$

Введем обозначение $\lambda = \omega - m\Omega$. Пусть $\lambda \neq 2\Omega$. Тогда, подставляя (9), (10) в уравнение (6), с учетом (28) получим

$$r^2\frac{\partial^2\rho}{\partial r^2} + r\frac{\partial\rho}{\partial r} + \left[-m^2 + r^2\frac{\lambda^2 - 4\Omega^2}{c^2}\right]\rho = 0. \tag{29}$$

Допустим, что скорость твердотельного вращения жидкости в отводе много меньше скорости звука $\Omega^2 r^2/c^2 \ll 1$. В этом случае уравнение (29) можно записать в упрощенном виде:

$$r^2\frac{\partial^2\rho}{\partial r^2} + r\frac{\partial\rho}{\partial r} + \left[\frac{r^2\lambda^2}{c^2} - m^2\right]\rho = 0. \tag{30}$$

Очевидно, решение (30) имеет вид

$$\rho = Z_m\left(\frac{\lambda}{c}r\right) = CJ_m(\mu r) + EN_m(\mu r),$$

где $\mu = \lambda/c$, $C = \text{const}$, $E = \text{const}$.

Применяя для рассматриваемого случая процедуру, аналогичную описанной выше при исследовании влияния потенциально закрученного потока на акустический резонанс в центробежном насосе, получим импедансное соотношение на входе в рабочее колесо насоса в виде:

$$v_{k1}^r\left\{\frac{\sin\beta_2}{\sin\beta_1}\left(1 - \frac{\operatorname{tg}kl}{ks_2}\right)\cos kl - \frac{c\sin kl}{\sin\beta_1}(\lambda + m\Omega)\frac{\operatorname{tg}(\mu h)\left[(\lambda\mu)^2 + \dfrac{(2\Omega m)^2}{\left(\dfrac{d_2}{2} + h\right)\dfrac{d_2}{2}}\right] - \lambda\mu\dfrac{2\Omega mh}{\dfrac{d_2}{2}\left(\dfrac{d_2}{2} + h\right)}}{\lambda(\lambda^2 - 4\Omega^2)\left[\lambda\mu - \dfrac{2\Omega m}{\dfrac{d_2}{2} + h}\operatorname{tg}(\mu h)\right]}\right\} =$$

$$= iP_{k1}\left\{(\lambda + m\Omega)\frac{\operatorname{tg}(\mu h)\left[(\lambda\mu)^2 + \dfrac{(2\Omega m)^2}{\left(\dfrac{d_2}{2} + h\right)\dfrac{d_2}{2}}\right] - \lambda\mu\dfrac{2\Omega mh}{\dfrac{d_2}{2}\left(\dfrac{d_2}{2} + h\right)}}{\lambda(\lambda^2 - 4\Omega^2)\rho_0\left[\lambda\mu - \dfrac{2\Omega m}{\dfrac{d_2}{2} + h}\operatorname{tg}(\mu h)\right]}\left(1 + \frac{\operatorname{tg}kl}{ks_1}\right)\cos kl + \right. \tag{31}$$

$$\left. + \frac{\sin\beta_2}{\rho_0 c}\left(1 + \frac{1}{k^2 s_1 s_2} - \frac{l}{ks_1 s_2}\operatorname{ctg}kl\right)\sin kl\right\} + C\exp\left[-i\frac{\lambda + m\Omega}{\Omega}\right].$$

Таблица 1. Резонансные частоты в насосе при потенциальном вращении жидкости в отводе

$m\bar{l}\bar{U}_{0p}$	Резонансная частота, $\bar{\omega}$									
0.05	2.50	3.72	4.71	5.65	6.88	7.85	8.80	10.03	10.99	11.94
0.5	2.51	3.67	4.71	5.69	6.85	7.85	8.82	10.00	10.99	11.96

Таблица 2. Резонансные частоты в насосе при твердотельном вращении жидкости в отводе

$m\bar{l}\bar{U}_{0t}$	Резонансная частота, $\bar{\omega}$									
0.05	2.52	3.75	4.76	5.68	6.90	7.90	8.82	10.05	11.04	11.96
0.5	2.77	3.97	5.21	5.90	7.14	8.35	9.04	10.29	11.49	12.18

Из соотношения (31) видно, что условием резонансного возбуждения звука в насосе является обращение в нуль коэффициента при v_{k1}^r.

Сохраняя в коэффициенте при v_{k1}^r члены, линейные относительно малых параметров $\varepsilon_1 = (r\mu)^{-1}$, $\varepsilon_2 = \dfrac{\Omega r}{c}$, получим условие резонансного возбуждения звука в насосе для случая твердотельного вращения

$$\frac{\sin\beta_2}{\sin\beta_1}\left(1 - \frac{\operatorname{tg} kl}{ks_2}\right)\cos kl - \frac{(\lambda + m\Omega)}{\lambda}\frac{\sin kl}{\sin\beta_1}\operatorname{tg}(\mu h) = 0. \tag{32}$$

Используя безразмерную частоту звуковых колебаний $\bar{\omega} = \omega l/c$, безразмерную скорость потенциального вращения $\bar{U}_{0p} = \dfrac{\Gamma}{cd_2/2}$, безразмерную скорость твердотельного вращения $\bar{U}_{0t} = \dfrac{\Omega d_2/2}{c}$, безразмерную длину межлопаточного канала рабочего колеса насоса $\bar{l} = \dfrac{l}{d_2/2}$, безразмерную высоту отвода $\bar{h} = h/l$, выражения (27) и (32) можно представить в виде следующих формул:

$$\frac{\sin\beta_2}{\sin\beta_1}\left(1 - \frac{\operatorname{tg}\bar{\omega}}{\bar{\omega}s_2/l}\right)\cos\bar{\omega} - \frac{\operatorname{tg}(\bar{\omega}\bar{h})}{\left(1 - m\dfrac{\bar{U}_{0p}\bar{l}}{\bar{\omega}}\right)^2}\frac{\sin\bar{\omega}}{\sin\beta_1} = 0,$$

$$\frac{\sin\beta_2}{\sin\beta_1}\left(1 - \frac{\operatorname{tg}\bar{\omega}}{\bar{\omega}s_2/l}\right)\cos\bar{\omega} - \frac{\operatorname{tg}\left(\bar{\omega}\left(1 - m\dfrac{\bar{U}_{0t}\bar{l}}{\bar{\omega}}\right)\bar{h}\right)}{\left(1 - m\dfrac{\bar{U}_{0t}\bar{l}}{\bar{\omega}}\right)}\frac{\sin\bar{\omega}}{\sin\beta_1} = 0.$$

Расчеты по формулам при $s_2/l = 2$; $\bar{h} = 1$; $\beta_2 = \pi/6$; $m\bar{U}_{0p}\bar{l} = 0.05, 0.5$; $m\bar{U}_{0t}\bar{l} = 0.05, 0.5$, представленные в таблицах 1, 2, показали, что потенциальное вращение потока жидкости в отводе центробежного насоса практически не изменяет величины резонансных частот (различие менее 2%). В случае твердотельного вращения можно заметить небольшое (от ~2% до ~10%) возрастание величины резонансных частот при таком же, как в случае потенциального вращения, увеличении скорости потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Перевощиков С.И.* Снижение гидродинамической вибрации центробежных насосов // Изв. вузов. Нефть и газ. 1997. № 4. С. 50–56.
2. *Миронов М.А.* Импеданс отверстия в экране, отделяющем движущуюся среду от неподвижной // Акуст. журн. 1982. Т.28. № 4. С. 528–534.
3. *Ronnenberger D.* The acoustical impedance of holes in the wall of flow ducts // J. Sound and Vibr. 1972. V. 24. № 1. P. 133–150.
4. *Hersh A.S., Walker B.* and Bucka M. Effect of grazing flow on the acoustic impedance of Helmholtz resonators consisting of single and clustered orifices // AIAA Paper. 1978. № 78–1125.
5. *Howe M.S.* The influence of mean shear on unsteady aperture flow, with application to acoustical diffraction and self-sustained cavity oscillations // J. Fluid Mech. 1981. V. 109. P. 125–146.
6. *Radavich P.M., Selamet A., Novak J.M.* A computational approach for flow-acoustic coupling in closed side branches // J. Acoust. Soc. Amer. 2001. V. 109. № 4. P. 1343–1353.

7. *Овсянников Б.В., Боровский Б.И.* Теория и расчет агрегатов питания жидкостных ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1986. 376 с.
8. *Хитрик В.Л.* Об акустическом резонансе в турбомашинах центробежного типа // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 5. С. 698–701.

The Effect of the Liquid Flow in the Outlet of a Centrifugal Pump on the Acoustic Resonance

V. L. Khitrik

Chemical Machinery Research Institute,
Sergiev Posad, Moscow oblast, 141300 Russia
e-mail: mail@niichimmash.ru

Abstract—The effect of a radially nonuniform steady-state liquid flow in the outlet of a centrifugal pump on the excitation of sound waves in it by a source of oscillations positioned in the inlet cross section of the impeller is analyzed. It is shown that a change in the velocity of the potential rotation of the liquid in the outlet almost does not affect the resonance frequency values in the frequency range of sound oscillations under consideration (the difference is less than 2%). A similar change (an increase) in the velocity of the solid-state rotation of the flow leads to a small (from 2 to 10%) increase in the resonance frequencies within the same frequency range.