

КОЛЕБАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ СИСТЕМ

В.С. Федотовский, Т.Н. Верещагина

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт, им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Рассматривается задача о вибродинамических характеристиках систем типа трубки Фильда. На примере одномерных колебаний тела с полостью, заполненной жидкостью, и содержащей другое тело, рассмотрены особенности гидродинамически связанных колебательных систем. Получена зависимость между элементами матрицы присоединенных масс жидкости и проведен анализ собственных частот и амплитуд вынужденных колебаний системы с учетом вязкого демпфирования. Приведено соотношение для параметров системы, при которых колебания на одной из собственных частот происходят без затухания, несмотря на диссипативные свойства системы. Приведены экспериментальные данные, подтверждающие результаты расчета амплитудно-частотных характеристик гидродинамически связанной колебательной системы типа «труба в трубе».

ВВЕДЕНИЕ

Многие упругие элементы конструкций энергетического, технологического и другого оборудования, погруженные в жидкость или обтекаемые потоком жидкости, образуют гидродинамически связанные колебательные системы. Такие системы, как, например, пучки упругих стержней в жидкости, ограниченные упругими оболочками, а также системы типа «труба в трубе», являются типичными элементами конструкций атомных энергетических установок (активных зон реакторов, теплообменных аппаратов и т.п.).

Так, в частности, одним из конструктивных элементов теплообменных аппаратов является так называемая трубка Фильда, представляющая собой систему двух упругих концентрических трубок с потоком теплоносителя во внутренней трубке и с обратным потоком в кольцевом канале между трубками. При обтекании таких элементов потоком теплоносителя могут возбуждаться интенсивные вибрации, приводящие к их повреждениям.

Для определения виброхарактеристик таких элементов и, следовательно, их надежности, необходимо уметь рассчитывать их собственные динамические характеристики, определяющие отклик на внешнее воздействие.

При длине трубок существенно большей их диаметра, задача об изгибных колебаниях системы в целом сводится к задаче о поступательных колебаниях фрагмента системы трубок единичной длины. Если в такой системе возбуждаются колебания одной из трубок, то приведенная в колебательное движение жидкость, находящаяся в кольцевом зазоре между трубками, воздействуя на другую трубку, возбуждает ее колебания. Существование связанных колебаний такой системы (и других аналогичных систем) обусловлено инерционностью и вязкостью жидкости.

© В.С. Федотовский, Т.Н. Верещагина, 2004

Теория колебаний связанных упругих систем хорошо разработана [1,2], однако некоторые задачи колебаний инерционно связанных систем недостаточно освещены в литературе, несмотря на их распространенность в различных областях техники.

Исследуя далее связанную систему упругих концентрических трубок мы будем исходить из более общей постановки задачи, т.е. рассматривать задачу об одномерных колебаниях вложенных друг в друга тел произвольной формы. Гидродинамическая задача движения жидкости в пространстве между ними при этом может быть двух- или трехмерной.

Цель работы заключается в анализе уравнений движения гидродинамически связанных колебательных систем и использовании их в задаче о колебаниях системы типа «труба в трубе».

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим систему, состоящую из тела массой M_1 , находящегося в полости другого тела массой M_2 . Оба тела связаны упругими связями с неподвижной системой координат и под действием внешних периодических сил $F_1(t)$ и $F_2(t)$ могут совершать одномерные поступательные колебания, например, вдоль оси x . Несжимаемая жидкость с плотностью ρ и вязкостью η заполняет пространство между внутренним телом объемом G_1 и полостью внутри тела объемом G_2 и осуществляет гидродинамическую связь элементов колебательной системы (рис. 1).

Обозначив координаты отклонений тел от положения равновесия $X_1 t$ и $X_2 t$, уравнения движения элементов колебательной системы запишем в форме Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right) - \frac{\partial E}{\partial X_1} + \frac{\partial \Pi}{\partial X_1} + \frac{\partial \Phi}{\partial V} = F_1, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E}{\partial U} \right) - \frac{\partial E}{\partial X_2} + \frac{\partial \Pi}{\partial X_2} + \frac{\partial \Phi}{\partial U} = F_2, \quad (2)$$

где $V = \dot{X}_1$, $U = \dot{X}_2$ – мгновенные скорости тел; E , Π – кинетическая и потенциальная энергии системы соответственно; Φ – диссипативная функция Рэлея; $F_1(t)$ и $F_2(t)$ – внешние силы, приложенные к соответствующему телу.

Будем считать, что потенциальная энергия связана только с деформацией упругих элементов системы

$$\Pi = k_1 X_1^2 / 2 + k_2 X_2^2 / 2, \quad (3)$$

где k_1 и k_2 – жесткость упругих связей тел.

Диссипация энергии в системе обусловлена течением вязкой жидкости, возникающим при относительном движении тел. Диссипативная функция Рэлея при этом имеет вид:

$$\Phi = \xi (V - U)^2 / 2, \quad (4)$$

где ξ – коэффициент вязкого сопротивления, зависящий от вязкости жидкости, геометрической формы системы и от частоты колебаний.

Кинетическая энергия системы состоит из суммы кинетической энергии тел $E_1 = M_1 V^2 / 2$, $E_2 = M_2 U^2 / 2$ и кинетической энергии жидкости E_f , зависящей от формы и мгновенных скоростей обоих тел, а также от плотности жидкости.

Рассмотрим малые гармонические колебания, когда перемещения тел малы по сравнению с их

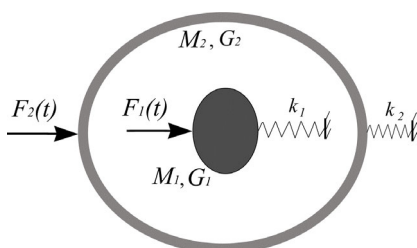


Рис.1. Гидродинамически связанная колебательная система

геометрическими размерами. Тогда производными от кинетической энергии жидкости по координатам можно пренебречь. Кроме того, ограничимся случаем, когда вязкость жидкости и частота колебаний системы таковы, что параметр $\delta = \sqrt{2\eta/\rho\omega}$, характеризующий толщину пограничного слоя жидкости на поверхностях тел, много меньше характерных размеров системы. В этом случае кинетическая энергия жидкости может быть найдена в приближении потенциального течения, а диссипативная функция – в приближении вязкого пограничного слоя [3].

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ЖИДКОСТИ И МАТРИЦА ПРИСОЕДИНЕННЫХ МАСС

Рассмотрим сначала движение свободных тел с идеальной жидкостью (без упругих связей) под действием внешних сил F_1 и F_2 .

Кинетическая энергия жидкости, обусловленная движением тел, может быть записана в следующей квадратичной форме [4]

$$2E_f = -\rho \iint \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial n} dS = m_{11} V^2 - 2m_{12} VU + m_{22} U^2, \quad (5)$$

где элементы матрицы присоединенных масс m_{ij} вычисляются по потенциалу скорости жидкости, представленному как $\Phi = V\phi_1 + U\phi_2$, по формуле

$$m_{ij} = -\rho \iint \phi_i \frac{\partial \phi_j}{\partial n} dS, \quad (i, j = 1, 2), \quad (6)$$

где интегрирование проводится по ограничивающим жидкостью поверхностям.

Потенциал должен удовлетворять уравнению Лапласа $\Delta\Phi = 0$ и условиям равенства нормальных составляющих скоростей на границах.

Уравнения движения системы тел с жидкостью принимают при этом следующий вид:

$$M_1 \dot{V} + m_{11} \dot{V} - m_{12} \dot{U} = F_1, \quad (7)$$

$$M_2 \dot{U} - m_{12} \dot{V} + m_{22} \dot{U} = F_2. \quad (8)$$

Если, в частности, внешняя сила приложена к первому телу, а второе тело неподвижно ($U = 0$), то из уравнения (7) следует

$$(M_1 + m_{11}) \dot{V} = F_1, \quad (9)$$

откуда видно, что к массе тела M_1 добавляется присоединенная масса жидкости m_{11} .

Если, наоборот, сила приложена к внешнему телу, а $F_1 = 0$, то в случае, когда масса внутреннего тела равна массе вытесненной жидкости ($M_1 = \rho G_1$), ускорения внутреннего и внешнего тела будут, очевидно, равными ($\dot{U} = \dot{V}$). При этом из уравнения (7) следует соотношение

$$m_{12} = m_{11} + \rho G_1. \quad (10)$$

Уравнение (8) в этом случае принимает вид:

$$M_2 \dot{U} + (-m_{12} + m_{22}) \dot{U} = F_2. \quad (11)$$

С другой стороны, поскольку под действием силы F_2 такая система движется как единое твердое тело массой $M_2 + \rho G_2$ с ускорением \dot{U} , то

$$(M_2 + \rho G_2) \dot{U} = F_2. \quad (12)$$

Приравняв левые части (11) и (12), получим следующее соотношение:

$$m_{22} = m_{11} + \rho G_1 + \rho G_2. \quad (13)$$

Поскольку присоединенные массы зависят от плотности жидкости и геометрических характеристик окружающих тел, но не от их плотности, то соотношения (10), (13)

должны выполняться при любой плотности внутреннего тела.

Используя формулы (10), (13), кинетическую энергию жидкости запишем в виде:

$$2E_f = mV^2 - 2(m + \rho G_1)VU + (m + \rho G_1 + \rho G_2)U^2. \quad (14)$$

Тот факт, что элементы матрицы присоединенных масс m_{12} и m_{22} выражаются через величину присоединенной массы $m_{11} = m$ независимо от формы полости и формы внутреннего тела, представляет определенный интерес, поскольку в общем случае движения тел в жидкости такой связи коэффициентов матрицы присоединенных масс нет.

Полученная формула (14) существенно упрощает задачу о гидродинамическом взаимодействии рассматриваемых элементов системы. Так, в частности, возвращаясь к колебательной системе с упругими связями, уравнения Лагранжа (1), (2) с учетом (3, 4, 14), запишем в виде:

$$\ddot{X}_1 - \alpha_1 \ddot{X}_2 + \beta_1 (\dot{X}_1 - \dot{X}_2) + \omega_1^2 X_1 = f_1, \quad (15)$$

$$\ddot{X}_2 - \alpha_2 \ddot{X}_1 + \beta_2 (\dot{X}_2 - \dot{X}_1) + \omega_2^2 X_2 = f_2. \quad (16)$$

Здесь введены следующие обозначения:

для коэффициентов инерционной связи

$$\alpha_1 = \frac{m + \rho G_1}{M_1 + m}, \quad \alpha_2 = \frac{m + \rho G_1}{M_2 + m + \rho G_1 + \rho G_2}, \quad (17)$$

для коэффициентов вязкой связи

$$\beta_1 = \frac{\xi}{M_1 + m}, \quad \beta_2 = \frac{\xi}{M_2 + m + \rho G_1 + \rho G_2}, \quad (18)$$

для силовых функций f_1, f_2

$$f_1 = \frac{F_1(t)}{M_1 + m}, \quad f_2 = \frac{F_2}{M_2 + m + \rho G_1 + \rho G_2}, \quad (19)$$

и для квадратов парциальных частот рассматриваемой колебательной системы¹

$$\omega_1^2 = \left(\frac{k_1}{M_1 + m} \right), \quad \omega_2^2 = k_2 / (M_2 + m + \rho G_1 + \rho G_2).$$

СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ СВЯЗАННЫХ КОЛЕБАНИЙ СИСТЕМЫ С ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Рассмотрим сначала собственные колебания системы без вязкого демпфирования. Положив в (15), (16) $\beta_1 = \beta_2 = 0, f_1 = f_2 = 0$ и отыскивая решение системы однородных уравнений в виде незатухающих гармонических колебаний $X_{1,2} = X_{1,2}^0 e^{i\omega t}$, получим биквадратное уравнение

$$\omega^4 (1 - \alpha_1 \alpha_2) - \omega^2 (\omega_1^2 + \omega_2^2) + \omega_1^2 \omega_2^2 = 0, \quad (20)$$

решение которого дает две собственные частоты связанных колебаний системы

$$\Omega_{1,2}^2 = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 \pm \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4\omega_1^2 \omega_2^2 \alpha_1 \alpha_2}}{2(1 - \alpha_1 \alpha_2)}. \quad (21)$$

Безразмерные зависимости собственных частот связанной системы от отношения парциальных частот при различных коэффициентах инерционной связи приведены

¹ Парциальные частоты системы, как известно, определяют собственную частоту колебаний одного из элементов системы, когда другой элемент неподвижен.

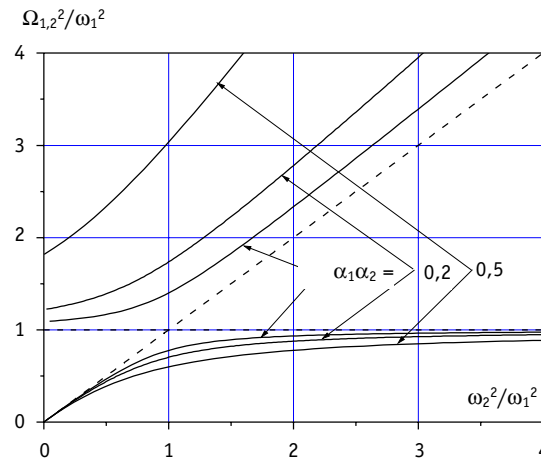


Рис. 2. Собственные частоты инерционно связанной системы

на рис. 2. Эта зависимость является аналогом известной диаграммы Вина для систем с упругой связью элементов [2].

Из формулы (21) и рис. 2 видно, что нижняя ветвь собственных частот Ω_2 , соответствующая противофазным колебаниям элементов системы, при сильном различии парциальных частот ($\omega_1 \gg \omega_2$ или $\omega_1 \ll \omega_2$) приближается к меньшей парциальной частоте системы. Верхняя ветвь собственных частот Ω_1 имеет следующие асимптотики:

$$\begin{aligned}\Omega_1^2 &\approx \omega_2^2 / (1 - \alpha_1 \alpha_2) \text{ при } \omega_2 \gg \omega_1, \\ \Omega_1^2 &\approx \omega_1^2 / (1 - \alpha_1 \alpha_2) \text{ при } \omega_2 \ll \omega_1.\end{aligned}$$

При равенстве парциальных частот собственные частоты связанных колебаний равны

$$\Omega_{1,2}^2 = \omega_1^2 \frac{1 \pm \sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{1 - \alpha_1 \alpha_2}. \quad (22)$$

ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ С ДЕМПФИРОВАНИЕМ

Если рассматривать вынужденные колебания гидродинамически связанной системы с вязким демпфированием, то из решения системы уравнений (15), (16) нетрудно получить зависимость амплитуды колебаний тел от частоты или их амплитудно-частотные характеристики. При частоте возмущающей силы, равной одной из собственных частот системы, возникают резонансные колебания обоих тел, а при частотах воздействий, равных парциальным частотам системы, имеет место так называемый антирезонанс. При этом тело, к которому приложена сила, остается неподвижным, а второе совершает колебания с относительно малой амплитудой. Таким образом, это замечательное свойство, более известное для упруго связанных систем [1–2] и часто используемое для динамического гашения вынужденных колебаний машин и механизмов, имеет место и для инерционно связанных колебательных систем.

Для вынужденных установившихся гармонических колебаний элементов системы решение системы уравнений (15), (16) дает следующие зависимости комплексных амплитуд от частоты воздействий ω

$$X_1^0 = \frac{[\omega_2^2 + i\omega\beta_2 - \omega^2]f_1 - (\omega^2\alpha_1 - i\omega\beta_1)f_2}{[\omega_1^2 + i\omega\beta_1 - \omega^2][\omega_2^2 + i\omega\beta_2 - \omega^2] - (\omega^2\alpha_1 - i\omega\beta_1)(\omega^2\alpha_2 - i\omega\beta_2)}, \quad (23)$$

$$X_2^0 = \frac{-(\omega^2 \alpha_2 - i\omega \beta_2) f_1 + [\omega_1^2 + i\omega \beta_1 - \omega^2] f_2}{[\omega_1^2 + i\omega \beta_1 - \omega^2][\omega_2^2 + i\omega \beta_2 - \omega^2] - (\omega^2 \alpha_1 - i\omega \beta_1)(\omega^2 \alpha_2 - i\omega \beta_2)}. \quad (24)$$

Для иллюстрации на рис.3, 4 тонкими линиями показаны характерные амплитудно-частотные характеристики элементов колебательной системы и огибающие резонансных амплитуд (толстые линии), полученные по формулам (23, 24) при изменении второй парциальной частоты системы ω_2 в широких пределах. Кривые на рис.3 соответствуют случаю, когда внешняя сила действует на первый элемент системы, а кривые на рис. 4 – случаю, когда внешняя сила действует на второй элемент.

Из рис. 3, 4 видно, что амплитуды резонансных колебаний на низшей частоте, соответствующей противофазным колебаниям, существенно ниже, чем на частоте синфазных колебаний. Это связано с большой относительной скоростью элементов при их противофазных колебаниях и соответственно с большими диссипативными потерями в жидкости. Кроме того, видно, что в определенном диапазоне частот ($\omega_1^2 < \omega_2^2 < \omega_1^2 / (1 - \alpha_1 \alpha_2)$) резонансы отсутствуют (огибающие резонансов в этой

области частот имеют разрыв).

Еще одна особенность состоит в том, что при определенном сочетании параметров колебательной системы, амплитуда высокочастотного резонанса обращается в бесконечность. Это означает, что несмотря на диссипативные свойства системы, колебания на этой собственной частоте являются незатухающими. Действительно, из решений (23), (24) видно, что при воздействии силы на первый элемент системы колебания с равными амплитудами будут происходить на частоте $\omega^2 = \omega_2^2 / (1 - \alpha_2)$, а при воздействии силы на второй элемент – на частоте $\omega^2 = \omega_1^2 / (1 - \alpha_1)$. Если выполняется условие так называемой динамической совместимости

$$\frac{\omega_1^2}{1 - \alpha_1} = \frac{\omega_2^2}{1 - \alpha_2}, \quad (25)$$

то при частоте ω , равной собственной частоте синфазных колебаний

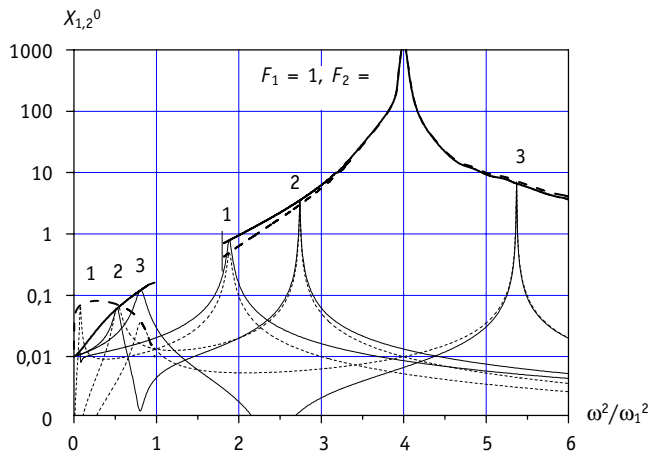


Рис.3. Резонансные амплитуды гидродинамически связанной системы $\alpha_1 = 0,75$; $\alpha_2 = 0,6$; $\beta_1 = 0,5$; $\beta_2 = 0,3$; 1 – $\omega_2^2/\omega_1^2 = 0,1$; 2 – 1; 3 – 2,5

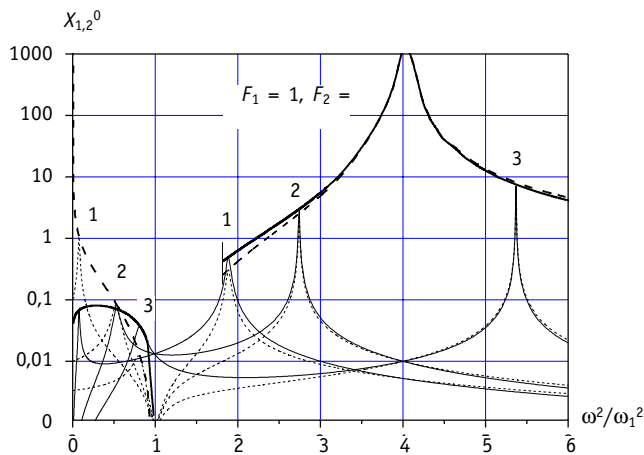


Рис. 4. Резонансные амплитуды гидродинамически связанной системы (обозначения см. рис. 3)

$$\Omega_1^2 = \frac{\omega_1^2}{1 - \alpha_1} = \frac{\omega_2^2}{1 - \alpha_2}, \quad (26)$$

знаменатель в формулах (23) и (24) обращается в ноль, и резонансные колебания становятся бесконечными независимо от вязкости жидкости. Этот результат имеет простой физический смысл. При равных амплитудах колебаний элементов система совершает колебания как единое целое. Поскольку деформационное движение жидкости в системе в этом случае отсутствует, то вязкость жидкости не проявляется.

КОЛЕБАНИЯ СИСТЕМЫ СЕРЖЕНЬ – КОНЦЕНТРИЧЕСКАЯ ТРУБКА

В качестве примера рассмотрим динамические характеристики гидродинамически связанной колебательной системы, состоящей из упругого цилиндрического стержня радиусом a и окружающей его упругой цилиндрической трубки с внутренним радиусом b , заполненной жидкостью.

Предположим, что стержень и концентрическая трубка имеют одинаковую длину l , одинаковые условия закрепления концов (например, шарнирные) и могут совершать изгибные колебания по одной и той же форме в одной плоскости. В этом случае задача об изгибных балочных колебаниях сводится к рассмотренной одномерной задаче (15), (16), в которой все параметры относятся к единице длины системы стержень – трубка.

Присоединенная масса жидкости на единицу длины круглого стержня в неподвижной цилиндрической трубке равна [5]

$$m = \pi \rho a^2 \frac{b^2 + a^2}{b^2 - a^2}.$$

В соответствии с формулами (10), (13) элементы матрицы присоединенных масс равны:

$$m_{12} = \pi \rho a^2 \frac{2b^2}{b^2 - a^2}, \text{ и } m_{22} = \pi \rho b^2 \frac{(a^2 + b^2)}{(b^2 - a^2)}. \quad (27)$$

Коэффициент гидродинамического демпфирования при колебаниях круглого стержня в концентрической трубке с жидкостью выражается формулой, удовлетворительно согласующейся с опытными данными [6]:

$$\xi = \frac{4\pi\eta a (b^4 + a^3b)}{\delta (b^2 - a^2)^2}. \quad (28)$$

На рис. 5, 6 сплошными и пунктирными кривыми представлены расчетные амплитудно-частотные характеристики системы стержень-трубка при силовом воздействии на трубку (рис. 5) или на стержень (рис. 6). Амплитуды нормированы на статическое отклонение элемента при воздействии постоянной силы. Верхние индексы показывают, к какому элементу приложено воздей-

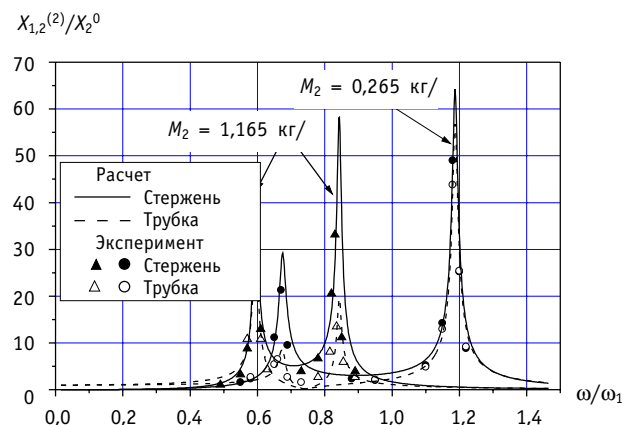


Рис.5. Амплитудно-частотные характеристики системы при различной массе трубки (сила приложена к трубке, в зазоре – вода)

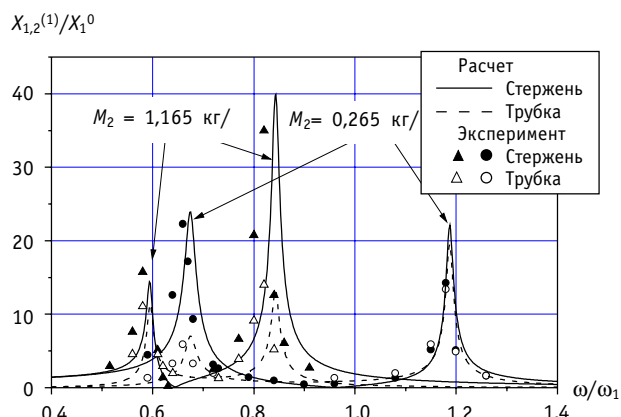


Рис. 6. Амплитудно-частотные характеристики системы при различной массе трубки (сила приложена к стержню, в зазоре – вода)

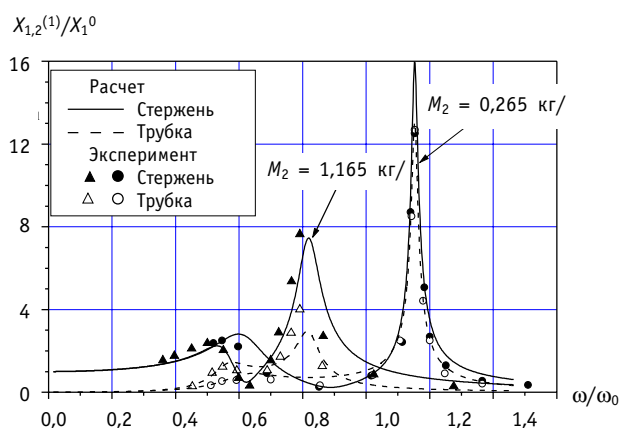


Рис. 7. Амплитудно-частотные характеристики системы при различной массе трубки (сила приложена к стержню, в зазоре – глицерин)

ствие (1 – стержень, 2 – трубка), нижние – номер колеблющегося элемента; здесь же представлены экспериментальные данные [7], полученные на экспериментальном участке, состоящем из стержневого элемента в виде стальной трубы диаметром 10 мм длиной 850 мм, с шарнирным креплением и концентрической трубы с внутренним диаметром 18 мм и длиной 800 мм. Зазор заполнялся жидкостью, а изгибные колебания стержня или трубки возбуждались электродинамическим способом. Для обеспечения колебаний стержня и трубки в одной плоскости были приняты специальные меры [7]. В качестве жидкости использовалась вода и 98-процентный раствор глицерина. Примеры АЧХ для двух систем, отличающихся друг от друга массой внешней трубки показаны на рис. 5, 6. Видно, что результаты расчетов по формулам (23), (24) согласуются с экспериментальными результатами, как по частотам резонансов, так и по амплитудам колебаний (небольшое различие по частоте

связано с различием длин стержня и трубки). Видно также, что при изменении массы трубки M_2 (или парциальной частоты ω_2) изменяются не только частоты, но и амплитуды резонансных колебаний, в соответствии с рассмотренной выше математической моделью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного анализа простейшей гидродинамически связанной колебательной системы, образованной упруго закрепленным телом-осциллятором, находящимся в замкнутой полости другого тела-осциллятора, следует, что собственные частоты и амплитуды резонансных колебаний определяются упругими, массовыми и геометрическими параметрами. Особенность рассмотренной системы состоит в том, что элементы матрицы присоединенных масс жидкости, определяющие коэффициенты инерционной связи, выражаются простым соотношением через единственный коэффициент присоединенной массы, соответствующий движению тела в жидкости, ограниченной неподвижными стенками, объемом внутреннего тела и объемом полости внешнего тела. Приведенные соотношения для элементов матрицы присоединенных масс справедливы для произвольных форм внутреннего тела и полости внешнего тела.

Определенный практический интерес представляет также приведенное соотношение для упруго-массовых параметров колебательной системы, в частности, для трубки Фильда, при соблюдении которого амплитуда вынужденных резонансных колебаний становится неограниченна, а свободные колебания на одной из собственных частот при отсутствии конструкционного демпфирования в системе являются незатухающими. В связи с этим известные рекомендации по отстройке собственных частот гидродинамически связанных систем типа «труба в трубе» от частоты внешних возникающих сил следует дополнить условием динамической совместимости.

Наконец, следует отметить, что рассмотренная колебательная система с двумя степенями свободы при технической реализации конструкции типа «труба в трубе» требовала специальных мер для обеспечения изгибных колебаний системы в одной плоскости. Без этого изгибные колебания системы типа «труба в трубе» в одной плоскости могли оказаться неустойчивыми; в общем случае такая система имеет четыре степени свободы. Пространственные колебания элементов системы при этом описывались бы системой четырех нелинейных уравнений, учитывающих гидродинамическую связь колеблющихся элементов, как в направлении возмущающих сил, так и в поперечном направлении.

Литература

1. Магнус К. Колебания. – М.: Мир, 1982.
2. Тимошенко С.П., Янг Д.Х., Уивер У. Колебания в инженерном деле. – М.: Машиностроение, 1985.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц М.Е. Механика сплошных сред. – М.: Гостехиздат, 1953.
4. Ламб Г. Гидродинамика. – М., 1947.
5. Милн-Томсон Теоретическая гидродинамика. – М.: Мир, 1964.
6. Синявский В.Ф., Федотовский В.С., Кухтин А.Б. Инерционные характеристики и гидродинамическое демпфирование колебаний круговых цилиндров в жидкой среде//Прикл. механика. – 1980. – Т. 16. – №4. – С. 115.
7. Федотовский В.С. Кухтин А.Б., Спилов В.С., Синявский В.Ф. Экспериментальное исследование амплитудно-фазо-частотных характеристик гидродинамически связанной системы стержень-концентрическая трубка/Препринт ФЭИ №1508. – Обнинск, 1984.

Поступила в редакцию 28.10.2003

cal computation of velocity and temperature fields of a coolant in the different cross sections throughout a model assembly height are presented.

УДК 621.039.51

The Study of the Mode of the Surface Boiling in Transport Active Zone \ V.I. Korolev, I.I. Loshchakov; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 8 pages, 3 illustrations. – References, 5 titles.

The heat transfer in the active zone of transport reactor of the atomic icebreaker was investigated. The functions of the temperature change of the bare fuel shell depending on the heat power of the reactor were obtained at the time of performing maneuver by power of the ship energy installation.

УДК 532.58

Vibrations of Hydrodynamically Coupled Systems/ V.S.Fedotovskiy, T.N.Verestchagina; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 9 pages, 7 illustrations. – References, 7 titles.

One-dimension vibrations of a body with hole filled by liquid and another body are considered as an example of hydrodynamically coupled systems. Correlations of added mass matrix elements are obtained. The analysis of natural frequencies and forced amplitudes is developed. The parameters of system when the unlimited resonant oscillations are occurring in spite of liquid viscous are obtained. The experimental data of "tube in tube" hydrodynamically coupled vibrations are presented.

УДК 621.039.53: 621.311.25

Investigation of Single-Circuit NPP Turbomachine Rotor Stability. On the Possibility of Quadratic Nonlinearity Substitution by Cubic One for the System of Electromagnetic Rotor Suspension \ V.S. Vostokov, A.V. Khodykin; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 4 pages. – References, 7 titles.

Asymptotic stability of electromagnetic suspension non-linear system without bias currents is proven by Lyapunov method. The admissibility of quadratic non-linearity substitution by cubic one is proven from the point of view of zero equilibrium state stability.

УДК 621.039: 621.311.25

The Cooperations of "ROSENERGOATOM" and Ural State Technical University in the Area of Personnel Training for Servicing and Equipment Maintenance with Reference to Nuclear Power Plants \ S.E. Sheklein, O.L. Tashlikov, V.I. Velkin, A.G. Shastin, V.N. Dementev, N.I. Markelov, Yu. I. Sorokin; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 9 pages, 6 illustrations. – References, 4 titles.

Analyses of repairing downtime durations for different types of nuclear power plant's (NPP) power units as well as the forecasting of maintenance personnel up to year 2010 is carried out. The necessity of capacity factor growth due to reducing of the repairing downtime by means of repairing period's optimization and elimination of the off-scheduled stopping associated with low quality repairs is shown. The classification of NPP personnel violations, the ways to illuminate such violations including improvements in training of the personnel for servicing and equipment maintenance (SEM) at the institutions of higher education are considered. The experience in organization of the training of personnel for SEM in Ural State Technical University and the role of the training complex at "Nuclear power" sub-faculty in improving the training of personnel with higher education are considered.

УДК 621.039.534: 536.4

The Temperature Effect upon the Oxide Layer Growth Rate which Forms during Oxidation in the Eutectic Pb-Bi Alloy Stream \ Yu. V. Shumov, I.N. Gorelov; Editorial board of Journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 11 pages, 2 tables, 2 illustrations. – References, 8 titles.

The results of X-ray examination of the model tube surface, made of the 16C12Cr2MoWSiNbVB ferritic-martensitic steel, after model lengthy testing in the stream of eutectic Pb-Bi alloy with temperature drop in from 300°C to 600°C on the length of 600 mm, are presented. Before testing the model tube did not have oxide film on the surface. X-ray researches were carried out in the surface