

УДК 533.6.013.42

© 1994 г. В. Б. КУРЗИН

ГИДРОУПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ АКТИВНОЙ ЧАСТИ СИСТЕМЫ ИНДУКТИВНОГО ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ

Среди вопросов гидроаэроупругости одним из малоизученных является характер вынужденных колебаний упругих конструкций в окрестности режимов гидроакустического резонанса. При этом в ряде случаев явление гидроакустического резонанса само по себе изучено недостаточно.

Проблемы, связанные с указанными обстоятельствами, возникли, в частности, при решении технической задачи о выборе конструктивных параметров системы индуктивного источника энергии, создаваемой в рамках коллаборации SSCL-BINP.

Активная часть системы индуктивного источника энергии подвержена воздействию периодических электромагнитных сил, которые приводят к гидроупругим колебаниям системы в целом. При доводке одного из типов таких систем было обнаружено, что при определенном сочетании параметров уровень колебаний ее активной части лопастей может возрасти на порядок по сравнению с обычным режимом. Предварительный расчет, проведенный для выработки рекомендаций на стадии проектирования системы, не выявил указанных особенностей.

В данной работе рассмотрена модель гидроупругих колебаний элементов индуктивного источника энергии, в которой учтены гидроакустические колебания масла в системе бак-расширитель. Показано, что в этой системе, представляющей собой своеобразный резонатор Гельмгольца [1], могут иметь место резонансные колебания масла, которые и являются причиной резкого возрастания уровня колебаний активной части.

1. Механическая модель. Рассмотрим гидроупругие колебания активной части индуктивного источника энергии (фиг. 1), возбуждаемые электромагнитной силой

$$F = \bar{F}e^{i\omega t} \quad (1.1)$$

Введем следующие предположения, касающиеся геометрии областей

$$h_j \sim l \sim b \quad (j = 1, 2, 3) \quad (1.2)$$

где h_j — размер одной из сторон бака, l — длина трубки, соединяющей бак с расширителем, b — характерный размер активной части

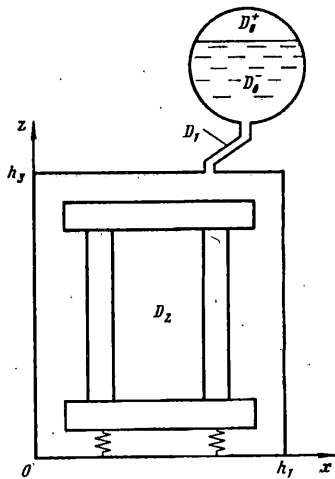
$$d \ll l \quad (1.3)$$

где d — диаметр трубки, постоянный для всех ее сечений

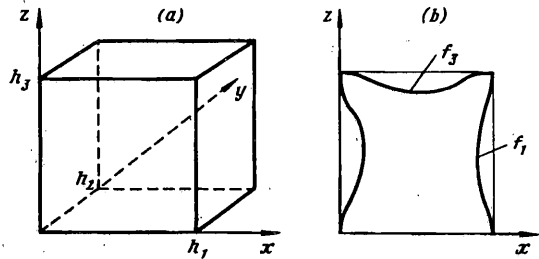
$$k = \omega b/c \ll 1 \quad (1.4)$$

где c — скорость звука в воздухе.

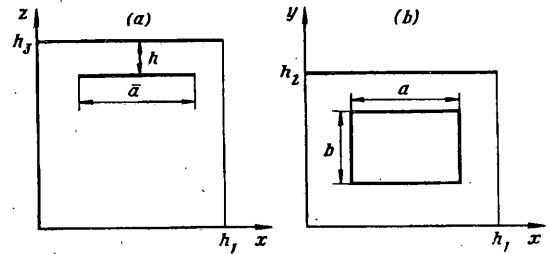
В результате гидродинамического взаимодействия активной части с маслом, наполняющим бак, в колебательный процесс вовлекаются другие упругие элементы системы, а также масло в расширителе, сообщаемое с баком через трубку. Введем дополнительные предположения в отношении характера колебаний системы в целом: 1) активная часть совершает колебательные движения лишь в вертикальном направлении; 2) бак колеблется симметрично относительно плоскостей



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

его симметрии; 3) днище бака и стенки системы трубка-расширитель являются абсолютно жесткими; 4) активная часть и каждая стенка бака колеблются с одной степенью свободы; 5) колебание масла в трубке является одномерным.

Первые два из этих предположений основаны на наблюдениях рабочего процесса системы индуктивного источника энергии и анализе результатов предварительного расчета. Третье и четвертое предположения приняты для упрощения модели, с учетом того, что соответствующие допущения являются не существенными при решении основного вопроса рассматриваемой задачи — определения влияния гидроакустических колебаний в системе трубка-расширитель на колебания активной части. Последнее предположение является следствием (1.3).

Принимая во внимание (1.1), закон колебаний стенок бака зададим в виде (фиг. 2):

$$w_j = A_j f_j(x, y, z) e^{i\omega t}, \quad \|f_j\|_{\infty} = 1 \quad (1.5)$$

где индексом $j = 1, 2, 3$, обозначаются стенки бака при $x = 0, h_1, y = 0, h_2$ и $z = 0, h_3$ соответственно. При этом, согласно предположению 2, противоположные боковые стенки колеблются в противофазе так, что $f_1(0) = -f_1(h_1)$.

Закон колебаний активной части, согласно предположению 1, зададим в виде

$$w_4 = A_4 e^{i\omega t} \quad (1.6)$$

где A_4 — амплитуда поступательных перемещений по направлению оси z .

Движение масла в трубке будет воздействовать на колебания упругих элементов системы как пульсирующий источник, расположенный на верхней крышке бака во входном отверстии трубки. Принимая во внимание предположение 5, закон колебаний частиц масла в трубке представим в виде

$$w_5 = A_5 e^{i\omega t} \quad (1.7)$$

В рамках указанных предположений, с учетом (1.1), (1.5) — (1.7), определение

колебаний упругих элементов системы сводится к решению следующей системы алгебраических уравнений:

$$(\omega_j^2 - \omega^2) A_j = \mu_j \omega^2 \sum_{k=1}^5 l_{jk} A_k + \delta_{j4} \Phi \quad (j = 1, 2, 3, 4) \quad (1.8)$$

где ω_j — собственная частота j -го элемента в пустоте, l_{jk} — гидродинамические коэффициенты влияния, δ_{j4} — символ Кронекера,

$$\mu_j = \rho_0 V_1 / m_j, \quad m_j = \int_{\Omega_j} \bar{m}_j f_j^2 d\sigma, \quad \Phi = \bar{F} / m_4 \quad (1.9)$$

где ρ_0 — плотность масла, V_1 — объем масла в баке, m_4 — масса активной части, \bar{m}_j — удельная масса, приходящаяся на единицу поверхности Ω_j j -го элемента.

Система (1.8) замыкается уравнением гидроакустических колебаний масла, которые будут рассмотрены выше.

2. Постановка гидродинамической задачи. В области $D = D_0 \cup D_1 \cup D_2$ найти амплитудную функцию потенциала скорости движения масла, удовлетворяющую уравнению

$$\Delta \varphi + \lambda^2 \varphi = 0 \quad (2.1)$$

$$\lambda = \begin{cases} \omega/c & \text{в } D_0^+ \\ \omega/c_0 & \text{в } D_0^- \cup D_1 \cup D_2 \end{cases} \quad (2.2)$$

где c_0 — скорость звука в масле, D_0^+ — верхняя часть области D_0 , не заполненная маслом, при следующих граничных условиях:

$$\partial \varphi / \partial \nu = i \omega A f_j(r), \quad r \in \Gamma_{2j} \quad (j = 1, 2, 3, 4) \quad (2.3)$$

где ν — направление внутренней нормали к соответствующим поверхностям Γ_{2j} упругих элементов системы,

$$\partial \varphi / \partial \nu = 0, \quad r \in \Gamma_0, \Gamma_1 \quad (2.4)$$

Здесь Γ_0, Γ_1 — поверхности расширителя и трубки соответственно.

3. Представление решения гидродинамической задачи. Решение задачи (2.1) — (2.4) будем искать методом склеивания, который состоит в построении искомой функции φ в каждой из подобластей D_0^+, D_0^-, D_1 и D_2 в отдельности и дальнейшем сопряжении соответствующих выражений φ_j на общих участках границы.

В области D_1 , с учетом предположения 5, искомая функция может быть представлена в виде

$$\varphi_1 = C_{11} \sin \lambda s + C_{12} \cos \lambda s \quad (3.1)$$

где s — дуговая координата трубки, началом которой будем считать центр ее входного сечения на днище расширителя.

В области D_0 искомая функция должна удовлетворять уравнению (2.1) и граничному условию

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial \nu} = \begin{cases} 0, & r \in \Gamma_0 \\ \partial \varphi_1 / \partial \nu, & r \in \Gamma_{01} \end{cases} \quad (3.2)$$

где Γ_{01} — участок границы на стыке областей D_0 и D_1 . Принимая во внимание, что D_0 частично заполнена воздухом, представим φ_0 отдельно для подобластей D_0^+ и D_0^- в виде

$$\varphi_0^+ = C_0^+ + \psi_0^+ \quad (3.3)$$

$$\varphi_0^- = C_0^- + \psi_0^- \quad (3.4)$$

где C_0^+ , C_0^- — некоторые константы, которые определяют амплитуды колебаний давления среды в D^+ , вызванных изменением массы масла в D_0 за счет его расхода через трубку D_1 .

Принимая во внимание (1.3), (1.4) и учитывая (3.1), (3.2), с помощью интеграла Гюйгенса — Рэлея получим оценку

$$\psi_0^- = C_{11} O(\varepsilon \delta) \quad (3.5)$$

$$\varepsilon = k_0 = \omega b / c_0, \quad \delta = d / l \quad (3.6)$$

Из условия склеивания функций φ_0^+ и φ_0^- , найдем

$$C_0^+ = \frac{\rho_0}{\rho} C_0^-, \quad \psi_0^+ = \frac{\rho_0}{\rho} \psi_0^- [1 + O(\delta)] \quad (3.7)$$

где ρ — плотность воздуха. Применяя к области D_0 в целом закон сохранения масс, с учетом (3.5), получим

$$C_{11} = - \frac{\omega c_0}{c^2} \frac{V_0}{S_1} \left[(1 - \alpha) + \frac{c^2}{c_0^2} \right] [1 + O(\varepsilon^2)] C_0^- \quad (3.8)$$

где S_1 — площадь сечения трубки D_1 , V_0 — объем области D_0 , $\alpha = V_0^- / V_0$ — коэффициент заполнения маслом области D_0 . Из условия склеивания функций φ_0^- и φ_1 , с учетом (3.8), найдем

$$C_{12} = C_0^- [1 + O(\varepsilon^2)] \quad (3.9)$$

Подставляя (3.8), (3.9) в (3.1), получим асимптотическое представление функции φ_1 с точностью до одной произвольной константы C_0^- :

$$\varphi_1 = \left(- \frac{\omega^2}{\omega_{01}^2} \frac{\sin \lambda s}{\lambda} + \cos \lambda s \right) C_0^- \quad (3.10)$$

$$\omega_{01} = c \left\{ \frac{S_1}{V_0 l} / \left[(1 - \alpha) + \frac{c^2}{c_0^2} \alpha \right] \right\}^{1/2} \quad (3.11)$$

представляет собой приближенное выражение собственной частоты колебаний среды в области $D_0 \cup D_1$, которое при $\alpha = 1$ переходит в известное выражение собственной частоты резонатора Гельмгольца [1].

В области D_2 искомая функция должна удовлетворять уравнению (2.1), граничному условию (2.3) и условию

$$\partial \varphi_2 / \partial \nu = \partial \varphi_1 / \partial \nu, \quad \Gamma \in \Gamma_{12} \quad (3.12)$$

где Γ_{12} — участок границы на стыке областей D_1 и D_2 . Принимая во внимание, что в уравнении (2.1) и условии (3.12) содержатся малые параметры ε и δ (3.6), для построения функции φ_2 воспользуемся методом возмущения. С этой целью ее удобно разбить на три составляющих

$$\varphi_2 = \sum_{k=1}^3 \varphi_{2k} \quad (3.13)$$

каждая из которых удовлетворяет уравнению (2.1) и следующим граничным условиям: φ_{21} — условию (2.3) на Γ_{2j} ($j = 1, 2, 3$) и однородному условию Неймана на Γ_{24} и Γ_{12} , φ_{22} — условию (2.3) на Γ_{24} и однородному условию Неймана на

Γ_{2j} ($j=1, 2, 3$) и Γ_{12} , φ_{23} — условию (3.12) и однородному условию Неймана на Γ_{2j} ($j=1, 2, 3, 4$).

По аналогии с φ_0 из функций φ_{2k} ($k=1,3$) выделим константы

$$\varphi_{2k} = C_{2k} + \psi_{2k} \quad (k=1,3) \quad (3.14)$$

которые определяют амплитуды колебаний давления в области D_2 , вызванных периодическим изменением ее объема вследствие колебаний стенок и изменением массы масла в D_2 за счет его расхода через трубку D_1 .

Согласно условию (2.3) для функции φ_{21} , представим функцию ψ_{21} в виде

$$\psi_{21} = i\omega b \sum_{j=1}^3 A_j \check{\varphi}_j \quad (3.15)$$

С учетом представления (3.14), можно показать, что

$$\|\check{\varphi}_j\| = O(1) \quad (j=1, 2, 3) \quad (3.16)$$

Как будет видно из дальнейшего в отношении функций $\check{\varphi}_j$, для решения задачи в целом можно ограничиться оценкой (3.16).

Аналогично (3.15), представим и функцию φ_{22} :

$$\varphi_{22} = i\omega b A_4 \check{\varphi}_4 \quad (3.17)$$

Функцию φ_{23} , описывающую колебания масла, обусловленные нестационарным его истечением из расширителя по условию (3.12), с учетом (1.7), удобно представить следующим образом

$$\varphi_{23} = i\omega \left(-\frac{1}{4\pi} \int_{\Gamma_{12}} \frac{d\sigma_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} + b\check{\varphi}_5 \right) A_5 \quad (3.18)$$

где \mathbf{r}_0 — координаты точек выходного сечения трубки Γ_{12} , $\check{\varphi}_5$ — определяется из уравнения (2.1) при условии

$$\frac{\partial \check{\varphi}_5}{\partial v} = -\frac{1}{4\pi} \int_{\Gamma_2} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{v} d\sigma_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3}, \quad \Gamma_2 = \sum_{j=1}^4 \Gamma_{2j} \quad (3.19)$$

В отличие от функций $\check{\varphi}_j$ ($j=1, 2, 3$), функции $\check{\varphi}_4$ и $\check{\varphi}_5$ играют определяющую роль в описании гидродинамического взаимодействия активной части с элементами системы в целом. Для их определения введем некоторые допущения геометрического характера. Так как взаимодействие активной части с маслом будет определяться его поршневым эффектом, то активную часть будем моделировать двумя пластинами (фиг. 3), расположенными симметрично относительно горизонтальной плоскости симметрии бака. Для решения соответствующей задачи о гидроупругом взаимодействии активной части с маслом может быть использован метод вихревых рамок, который применяется для расчета бесциркуляционного обтекания плоских крыльев конечного размаха [2].

Применяя закон сохранения масс к области D_2 , с учетом (3.14) — (3.19), с точностью до величин первого порядка малости получим следующие выражения констант C_{21} и C_{22} через A_j :

$$C_2 = C_{21} + C_{22} = i\omega \frac{b^2}{k^2 V_1} \left(\sum_{j=1}^3 g_j A_j + S_1 A_5 \right), \quad g_j = \int_{\Gamma_2} f_j d\sigma \quad (3.20)$$

Подставляя (3.14), (3.15), (3.17), (3.18) и (3.20) в (3.13), получим

$$\varphi_2 = i\omega \left[\frac{b^2}{k^2 V_1} \left(\sum_{j=1}^3 g_j A_j + S_1 A_5 \right) + \sum_{j=1}^5 b \check{\varphi}_j A_j - \frac{A_5}{4\pi} \int_{\Gamma_{12}} \frac{d\sigma_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} \right] \quad (3.21)$$

В заключение данного пункта выведем соотношение, связывающее параметры

A_j , необходимое для замыкания системы (1.8). С этой целью, воспользовавшись соотношением (1.7) и (3.10), из формулы $\partial\varphi_1/\partial s = d\omega_s/dt$ при $s=l$ найдем выражение C_0^- через параметр A_5 :

$$C_0^- = -i\omega l A_5 / \left(\lambda^2 l^2 + \frac{\omega^2}{\omega_{01}^2} \right) = -i\omega l \frac{\omega_{01}^2}{\omega^2} A_5 [1 + O(\delta^2)] \quad (3.22)$$

Подставляя (3.22) в (3.10), из условия склеивания функции φ_1 при $s=l$ с функцией φ_2 получим

$$C_2 = -i\omega \left[b \sum_{j=1}^5 \varphi_j^* A_j - l \left(1 - \frac{\omega_{01}^2}{\omega^2} \right) A_5 \right] \quad (3.23)$$

где φ_j^* — значения φ_j на Γ_{12} .

Приравняв (3.20) к (3.23), с учетом (3.16), найдем искомое соотношение

$$\frac{\omega_{12}^2}{S_1} \sum_{j=1}^3 g_j A_j + \frac{b}{l} \omega^2 \varphi_4^* A_4 + \left[\omega_5^2 - \omega^2 \left(1 - \frac{b}{l} \varphi_5^* \right) \right] A_5 = 0 \quad (3.24)$$

$$\omega_5^2 = \omega_{12}^2 + \omega_{01}^2, \quad \omega_{12}^2 = c_0^2 S_1 / (V_1 l) \quad (3.25)$$

4. Гидродинамические коэффициенты влияния. Согласно обозначениям, введенным в уравнениях (1.8), гидродинамическими коэффициентами влияния l_{jk} являются соответствующие коэффициенты при амплитудных значениях обобщенных координат A_k в выражениях для амплитуды обобщенной гидродинамической силы Q_j , действующей на j -й элемент системы

$$Q_j = \rho_0 V_1 \omega^2 \sum_{k=1}^3 l_{jk} A_k \quad (4.1)$$

С помощью интеграла Коши — Лагранжа величина Q_j определяется через амплитудную функцию потенциала скорости

$$Q_j = -i\omega \rho_0 \int_{\Gamma_j} \varphi_{j,f} d\sigma \quad (4.2)$$

Подставляя (3.21) в (4.2), с учетом (3.16), получим

$$Q_j = \rho_0 \omega^2 \left[\frac{b^2 g_j}{k^2 V_1} \left(\sum_{k=1}^3 g_k A_k + S_1 A_5 \right) + b \sum_{k=1}^5 A_k \int_{\Gamma_j} \varphi_{k,f} d\sigma \right] \quad (4.3)$$

Сравнивая (4.1) и (4.3), с учетом предположения о симметрии, найдем

$$l_{jk} = \frac{b^2}{k^2 V_1^2} g_j g_k \quad (j, k = 1, 2, 3)$$

$$l_{j4} = 0 \quad (j = 1, 2), \quad l_{34} = b \check{V}_{34} / V_1$$

$$l_{j5} = \frac{b^2 S_1}{k^2 V_1^2} g_j \quad (j = 1, 2), \quad l_{35} = \frac{b^2 S_1}{k^2 V_1^2} g_3 + \frac{b}{V_1} \check{V}_{35}$$

$$l_{4k} = 0 \quad (k = 1, 2), \quad l_{4k} = \frac{b}{V_1} \check{V}_{4k} \quad (k = 3, 4, 5), \quad \check{V}_{jk} = \int_{\Gamma_j} \varphi_{k,f} d\sigma$$

5. Решение задачи. Принимая во внимание (3.24), (3.25) и (4.4), преобразуем систему (1.8) следующим образом:

$$A_j = \frac{\mu_j \omega^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \frac{l}{V_1} \left\{ -g_j \varphi_4^* \frac{b}{l} A_4 + g_j \left(1 - \frac{b}{l} \varphi_5^* - \frac{\omega_{01}^2}{\omega^2} \right) A_5 + \delta_{3j} \frac{b}{l} \sum_{k=4}^5 \check{V}_{3k} A_k \right\} \quad (5.1)$$

где $j = 1, 2, 3$, δ_{3j} — символ Кронекера.

$$(\omega_4^2 - \omega^2) A_4 = \Phi + \mu_4 \omega^2 \frac{b}{V_1} \sum_{k=3}^5 \check{l}_{4k} A_k \quad (5.2)$$

Подставляя (5.1) в (3.24) и (5.2), получим систему двух уравнений относительно неизвестных A_4 и A_5 :

$$(\omega_4^2 - \omega^2) A_4 = \Phi + \mu_4 \omega^2 \frac{b}{V_1} \left\{ \sum_{k=4}^5 \check{l}_{4k} A_k + \right. \quad (5.3)$$

$$\left. + \frac{\mu_3 g_3 b}{V_1} \frac{\omega^2}{\omega_3^2 - \omega^2} \check{l}_{43} \left[\sum_{k=4}^5 \left(\frac{\check{l}_{3k}}{g_3} - \check{\varphi}_k^* \right) A_k + \frac{l}{b} \left(1 - \frac{\check{\omega}_{01}^2}{\omega^2} \right) A_5 \right] \right\}$$

$$\left\{ \frac{\mu_3 g_3 b}{V_1} \frac{\omega^2}{\omega_3^2 - \omega^2} \sum_{k=4}^5 \check{l}_{3k} A_k + G \left[- \sum_{k=4}^5 \check{\varphi}_k^* A_k + \frac{l}{b} \left(1 - \frac{\check{\omega}_{01}^2}{\omega^2} \right) A_5 \right] + S_1 A_5 \right\} = 0.$$

$$G = \omega^2 \frac{b}{V_1} \left[\sum_{j=1}^3 \frac{\mu_j g_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} - \frac{V_1 S_1}{l \check{\omega}_{12}^2} \right]$$

Из второго уравнения (5.3) найдем выражение A_5 через A_4 , подставляя которое в первое уравнение (5.3) и в (5.1), получим представления искомых величин A_j через параметры системы в явном виде. Амплитудно-частотные характеристики колебаний элементов системы должны иметь особенности, соответствующие режимам резонанса, которых, очевидно, в рамках предположений задачи будет пять. Один из режимов резонанса системы обусловлен возможностью среды, наполняющей бак и расширитель, совершать собственные колебания. Для понимания физического механизма возникновения такого резонанса проведем некоторый асимптотический анализ решения.

6. Асимптотический анализ решения. Рассмотрим предельные случаи, когда $\omega_j \rightarrow \infty$ ($j = 1, 2, 3$) и $\omega_3 \rightarrow \infty$. В первом случае, когда весь бак является абсолютно жестким, из системы (5.3) найдем

$$A_4 = \frac{\Phi (\check{\omega}_5^2 - \omega^2)}{(\check{\omega}_5^2 - \omega^2) [(\omega_4^2 - \omega^2) + \mu_4 b \check{l}_{44} \omega^2 / V_1] + \mu_4 b^2 \check{l}_{45} \check{\varphi}_4^* \omega^4 / V_1} \quad (6.1)$$

$$A_5 = \frac{\omega^2}{\omega^2 - \check{\omega}_5^2} \frac{b}{l} \check{\varphi}_4^* A_4 \quad (6.2)$$

Здесь $\check{\omega}_5$ — собственная частота гидроакустических колебаний среды в области D , которая, согласно (3.25) и (3.10), определяется в виде

$$\check{\omega}_5 = c_0 \left\{ \frac{S_1}{l V_1} \left[\frac{c^2}{c^2 \alpha + c_0^2 (1 - \alpha)} + \frac{V_0}{V_1} \right] \right\}^{1/2} \quad (6.3)$$

Как видно из (6.1), при $\omega = \check{\omega}_5$ упругая среда в области D действует на активную часть как динамический поглотитель ее колебаний. Однако, согласно (3.19), знаменатель выражения (6.1) обращается в ноль в некоторой малой окрестности $\check{\omega}_{01}$. Соответствующие резонансные колебания активной части обусловлены, очевидно, явлением гидроакустического резонанса в области D на этом режиме.

В случае, когда лишь $\omega_3 \rightarrow \infty$, будем предполагать, что

$$\omega_j \leq \check{\omega}_{12} / \delta \quad (j = 1, 2) \quad (6.4)$$

Учитывая (6.4), с точностью до величин первого порядка малости δ из системы (5.3) получим

$$A_4 = \frac{\Phi(\omega_{01}^2 - \omega^2)}{(\omega_{01}^2 - \omega^2) [(\omega_4^2 - \omega^2) + \mu_4 b l_{44} \omega^2 / V_1] + \mu_4 b^2 l_{45} \psi_4^* \omega^4 / IV_1} \quad (6.5)$$

$$A_5 = \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{01}^2} \frac{b}{l} \psi_4^* A_4 \quad (6.6)$$

где ω_{01} — собственная частота гидроакустических колебаний среды в области D , определяемая формулой (3.11). Отличие величины ω_{01} от величины ω_5 обусловлено различной жесткостью в соответствующих моделях резонатора Гельмгольца. А именно, податливость масла в бак с упругими стенками под действием скоростного напора его движения в трубке при условии (6.4) на порядок величины δ больше, чем в абсолютно жестком баке.

Как видно из формулы (3.11), значение ω_{01} существенно зависит от уровня масла в расширителе, поэтому возникновение резонанса активной части в этом случае возможно в достаточно широком диапазоне частот возбуждающей силы. Последнее обстоятельство затрудняет отстройку от резонанса. Однако для рассматриваемой системы существует другой, более радикальный способ борьбы с этим явлением, основанный на устранении связности колебаний среды и активной части. Согласно (6.2) и (6.6), эта связность определяется величиной ψ_4^* , которая характеризует уровень пульсаций давления масла в области D в окрестности входной части трубки D_1 , обусловленных колебаниями активной части. Из решения задачи об определении функции ψ_4 , поставленной в п. 3 и проведенного численно В. П. Рябченко, следует $\psi_4^* \rightarrow 0$ в окрестности боковых кромок крышки бака.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рэлей (Стретт) Дж. В. Теория звука. Т. 1. М.: Гостехиздат, 1955. 504 с.
2. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М.: Наука, 1971. 767 с.

Новосибирск

Поступила в редакцию
20.XI.1993