

УДК 532.5.013.12

*А. Г. Поздеев, И. А. Полянин,
Е. М. Царев, Ю. А. Кузнецова*

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СРЕДСТВ ИНЖЕНЕРНО-ЭКОЛОГИЧЕСКОГО ОБУСТРОЙСТВА ВОДОХРАНИЛИЩ ГИДРОЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ

Объектом исследования является запань для удержания плавающего леса от поступления к гидроузлу при большой ширине водохранилища. Разработаны методы статического и динамического расчетов наплавных сооружений и лежня запани с общих позиций теоретической механики. В результате получена методика расчета запаней для экологической защиты водохранилищ ГЭС от негативного влияния древесного плавника.

Ключевые слова: водохранилище, ГЭС, древесный плавник, запань, наплавные сооружения, экологическая защита, ветровые, волновые и ударные нагрузки.

Введение. Проектирование лесозадерживающих и иных наплавных сооружений на лесосплаве в традиционных условиях основано на нормативных документах [1] и подробно рассмотрено в расчетных методиках [2] и литературе по водному транспорту леса [3].

Вопросы проектирования наплавных сооружений нашли отражение в работах С. Х. Будьки, Ю. Я. Дмитриева, И. П. Донского, С. Я. Мучника, В. И. Пятякина, К. А. Чекалкина. Однако при исходных данных, превышающих по отдельным значениям предусмотренные нормативными документами диапазоны, создание новых расчетных методик для запаней, работающих в условиях водохранилищ ГЭС, является актуальной задачей [4].

Объектом исследования, рассматриваемым в настоящей работе, является, прежде всего, расчет запани для удержания плавающих лесоматериалов от поступления их к гидроузлу ГЭС при ширине водохранилища, превышающей сотни метров [1, 4].

Целью работы является совершенствование методов статического и динамического расчетов наплавных сооружений и лежня лесозащитной запани, предназначенной для инженерно-экологической защиты водохранилища ГЭС.

В работе выполнены исследования запани и ее элементов на основе уравнений равновесия силовых факторов при статическом и динамическом внешнем воздействии [5]. Для решения поставленных задач использованы методы теории многомерных колебаний.

Представление о лежне запани в виде гибкой нити, имеющей при равномерно распределенной нагрузке форму цепной линии, является хорошо изученным [6] и поэтому используется нами без подробного обоснования.

Решаемые задачи:

1) составить уравнения равновесия плавучих сооружений на канатных опорах при наличии плоскостей симметрии для системы невзаимодействующих объектов;

2) вывести уравнения динамики плавучих объектов с канатными опорами в общем случае и для частных видов колебаний;

3) разработать методику расчета наплавных сооружений запани на канатных опорах.

Внешние силовые факторы, действующие на лесозащитные запани ГЭС.

Ветровые нагрузки. Основным видом статического воздействия на запань является влекущая сила ветра, действующая на пыж из плавниковой древесины. Методы определения этого типа нагрузки даны, например, в инструкции по изысканиям, проектированию, строительству, монтажу и эксплуатации запаней [1].

Атмосферные воздействия приводят к генерации волн, барометрическому и ветровому уклону поверхности водохранилища, а также к дрейфовым течениям, направленным под углом 45° к направлению ветра. Направление и скорость дрейфового течения зависят от глубины, поверхностные течения могут не совпадать по направлению с ветром.

Волновые нагрузки. Сложность волнового воздействия на плавучий объект требует разделения волновых режимов по следующим критериям [6]: $d/\lambda > 1$ – полное отражение волн; $d/\lambda > 2$ – преимущественное влияние дифракции; $d/\lambda < 2$ – малое влияние дифракции; $d/h_0 > 2$ – инерционная составляющая волновой нагрузки становится доминирующей; $d/h_0 < 2$ – преобладает скоростная составляющая волновой нагрузки, где d – характерный линейный размер плавучего объекта; λ – длина волны; h_0 – параметр ширины орбиты волны.

Оценка волнового режима водохранилищ и, в частности, водохранилища Саяно-Шушенской ГЭС, позволяет заключить, что $d/\lambda > 1$ и $d/h_0 > 2$ являются наиболее распространенными условиями волнового воздействия на плавучий объект. При этом резко возрастают возмущения, вызываемые объектами в потоке воды. Это приводит к образованию значительных инерционных нагрузок на плавучие объекты. При расчетах это обстоятельство позволяет пренебречь вязкостью.

При синусоидальной линейной волне выражение для вертикальных сил, действующих на плавающий объект, имеет вид [6]

$$P_z(t) = \frac{\rho g h_0 L}{k} [\sin(kL - pt) + \sin \omega t], \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; L – длина сооружения; $\omega = 2\pi/T$ – круговая частота синусоидальной линейной волны; T – период линейной волны.

Сила, приходящаяся на поверхность преграды, равна величине изменения кинетической энергии за период ее действия. Динамическое давление на преграду равно

$$p_x \approx \rho V_g^2 = \rho g h_g, \quad (2)$$

где V_g – скорость распространения волны; h_g – невозмущенная глубина воды.

Характер расположения лежня при статическом воздействии на плавучие сооружения. Нагрузки, действующие на плавучие объекты запани, передаются на береговые опоры через канаты лежня. Вертикальные нагрузки уравниваются силой водоизмещения корпусов плавучих объектов. Боковые нагрузки в горизонтальном направлении обусловлены действием ветра, течений, волн и льда. В дальнейшем место первоначального контакта каната с корпусом плавучего объекта будем именовать канатной опорой. При расчетах следует различать первоначальное и рабочее состояние системы «канат – плавучие объекты» [6]. Под первоначальным понимается состояние системы до воздействия внешних сил, а под рабочими – состояния при действии внешних нагрузок на объект.

Расположение лежня подчиняется закону цепной линии, поэтому введем следующие обозначения: x_0, y_0 – координаты точек цепной линии; a – параметр цепной линии; q – сила нагрузки на единицу длины цепи; η, ζ – горизонтальная и вертикальная проекции провеса цепной линии; H – горизонтальная составляющая натяжения каната; S – длина цепной линии (AB) от нижней ее точки; $T(y_0)$ – полное натяжение каната в точке с ординатой y_0 ; T – полное натяжение в цепной опоре (точка A); $\alpha(x)$ – углы наклона касательных в точках цепных линий к горизонту (рис. 1).

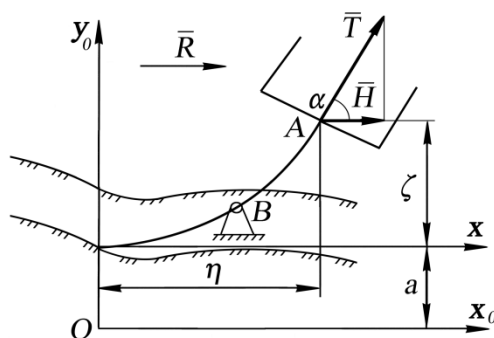


Рис. 1. Схема равновесия участка цепной линии

Уравнение цепной линии имеет вид $y_0 = ach \frac{x_0}{a}$, (3)

где обозначено $a = \frac{H}{q}$; $H = qa$; $T = q(a + \zeta)$; $T(y_0) = qy_0$; $S = ash \frac{\eta}{a}$; $S(x_0) = ash \frac{x_0}{a}$;

$\cos \alpha = \frac{H}{T}$; $\operatorname{tg} \alpha(x_0) = \frac{dy}{dx_0} = sh \frac{x_0}{a}$.

Горизонтальные составляющие натяжения постоянны во всех поперечных сечениях каната

$$H = qa = \text{const}. \quad (4)$$

Введем понятие коэффициента жесткости опоры как силы, приложенной к опоре и вызывающей единичное смещение опоры по принятому направлению.

Уравнения равновесия плавучего сооружения на канатных опорах. Начало осей координат отдельного плавучего объекта выбираем в точке C , не обязательно совпадающей с центром его тяжести (рис. 2). Деформации корпуса малы по сравнению с перемещениями объекта, обусловленными канатными опорами. Ключевые точки соединения корпуса объекта с канатными связями считаем шарнирными. Канаты считаем упругими связями, соединяющими плавучий объект с береговыми опорами.

Коэффициенты жесткости опоры определяются как величина приложенной к опоре силы, вызывающей единичное смещение опоры по какому-либо направлению.

Для j -го тела при наличии i канатных опор ($i = 1, 2$) каждая i -я опора характеризуется матрицей коэффициентов жесткости опоры:

$$\begin{vmatrix} K_{xxi} & K_{yxi} \\ K_{xyi} & K_{yyi} \end{vmatrix}. \quad (5)$$

Каждый из этих коэффициентов жесткостей вида K_{mni} представляет собой величину силы, приложенной к i -й опоре в направлении оси n и вызывающей смещение ка-

ната в направлении оси m . Имеет место свойство взаимности, которое для системы координат, связанной с i -й опорой, запишется K_{xyi} , поэтому матрица коэффициентов жесткости будет симметричной относительно диагональных элементов

$$\begin{vmatrix} K_{xxi} & K_{xyi} \\ K_{xyi} & K_{yyi} \end{vmatrix}. \quad (6)$$

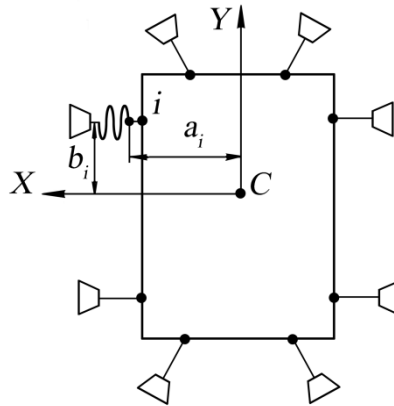


Рис. 2. Расчетная схема плавучего объекта с канатными опорами в плане

Итак, каждая i -я опора характеризуется тремя коэффициентами K_{xxi} , K_{xyi} , K_{yyi} .

Можно ввести также некоторую матрицу положений $\beta_{i,j}$, характеризующую в безразмерной форме i -ю опору каждого из j плавучих объектов. Матрица $\beta_{i,j}$ будет зависеть от трех координат, но в случае малых погружений объектов, по сравнению с плановыми смещениями, она есть функция координат x, y .

Вводя обозначения: x, y – координаты объекта; u, v – проекции перемещения произвольной точки тела с координатами x, y на оси X, Y ; φ – угол поворота в плане относительно точки C ; a_i, b_i – координаты точки i -й опоры объекта; a_0, b_0 – координаты точки O – центра тяжести площади ватерлинии; P_x, P_y – проекции внешних статических сил; M – момент относительно точки C , который положителен при вращении против часовой стрелки, если смотреть сверху на объект.

Уравнения

$$\begin{cases} u = u_C - y\varphi; \\ v = v_C + x\varphi \end{cases} \quad (7)$$

определяют проекции u и v перемещения произвольной точки тела с координатами x, y .

Проекции перемещения опор тела будут

$$\begin{cases} u_i = u_C - b_i\varphi; \\ v_i = v_C + a_i\varphi. \end{cases} \quad (8)$$

Проекции перемещения центра тяжести площади ватерлинии имеют вид:

$$\begin{cases} u_0 = u_C - b_0\varphi; \\ v_0 = v_C + a_0\varphi. \end{cases} \quad (9)$$

Потенциальная энергия U для всего сооружения в целом равна сумме энергии деформаций канатных связей и энергии, затрачиваемой на преодоление сопротивления (восстанавливающего воздействия) воды и может быть записана в виде

$$U = \frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^2 K_{xxi} (u_c - b_i \varphi)^2 + \sum_{i=1}^2 K_{yyi} (u_c - a_i \varphi)^2 \right) + \sum_{i=1}^2 K_{xyi} (u_c - b_i \varphi) \cdot (u_c - a_i \varphi), \quad (10)$$

где суммирование производится по двум опорам.

Для частных производных можно записать

$$\frac{\partial U}{\partial u_c} = P_x; \quad \frac{\partial U}{\partial v_c} = P_y; \quad \frac{\partial U}{\partial \varphi} = M. \quad (11)$$

Общие уравнения равновесия плавучего объекта с канатными опорами при трех степенях свободы будут:

$$K_{11}u_c + K_{12}v_c + K_{13}\varphi = P_x; \quad K_{21}u_c + K_{22}v_c + K_{23}\varphi = P_y; \quad K_{31}u_c + K_{32}v_c + K_{33}\varphi = M. \quad (12)$$

Коэффициенты $K_{11} \dots, K_{33}$ называются характеристиками жесткости и связаны с коэффициентами жесткостей объекта формулами:

$$K_{11} = K^{xx}; \quad K_{22} = K^{yy}; \quad K_{33} = K_{bb}^{xx} + K_{bb}^{yy} - 2K_{ab}^{xy}; \quad K_{12} = K_{21} = K^{xy}; \\ K_{13} = K_{31} = K_a^{xy} - K_a^{xx}; \quad K_{23} = K_{32} = K_a^{xy} - K_a^{yy}. \quad (13)$$

Коэффициенты жесткостей объекта связаны с коэффициентами жесткостей опор и коэффициентами a_i, b_i опор по выражениям:

$$K^{xx} = \sum_{i=1}^2 K_{xxi}; \quad K^{yy} = \sum_{i=1}^2 K_{yyi}; \quad K^{xy} = \sum_{i=1}^2 K_{xyi}; \quad K_b^{xx} = \sum_{i=1}^2 K_{xxi} b_i; \quad K_a^{yy} = \sum_{i=1}^2 K_{yyi} a_i; \\ K_{bb}^{xx} = \sum_{i=1}^2 K_{xxi} b_i^2; \quad K_{aa}^{yy} = \sum_{i=1}^2 K_{yyi} a_i^2; \quad K_a^{xy} = \sum_{i=1}^2 K_{xyi} a_i; \quad K_b^{xy} = \sum_{i=1}^2 K_{xyi} b_i; \quad K_{ab}^{xy} = \sum_{i=1}^2 K_{xyi} a_i b_i. \quad (14)$$

Отсюда следует, что выбором положения начала осей координат можно упростить систему уравнений, добившись значений

$$K_{13} = K_{31} = 0 \quad \text{или} \quad K_{23} = K_{32} = 0. \quad (15)$$

Приравнявая к нулю одну из групп коэффициентов, можно найти формулы для определения формул для координат x_0, y_0 , определяющих положение точки C , являющейся в этом случае началом координат основной системы осей XU .

Статические уравнения равновесия при наличии плоскостей симметрии. Воспользуемся в рассматриваемом случае наличием плоскостей симметрии, предварительно обобщив систему уравнений на трехмерный случай.

Плавучий объект, как и всякое плавающее тело, имеет опору, вызванную восстаивающим действием воды. Коэффициенты жесткостей зависят при этом от величин площадей ватерлиний S и величин моментов инерции J площадей ватерлиний. Роль коэффициентов жесткости в вертикальном направлении играют величины γS , а при поворотах – величины γJ , где $\gamma = \rho g$ – объемный вес жидкости.

Определение коэффициентов жесткости. Если опоры присоединяются под углами β_{ij} к оси X , то величины коэффициентов жесткости связаны с коэффициентами, определенными для присоединения опор в направлении оси Y некоторыми зависимостями.

Смещения u_i и v_i вызвали бы в опоре, направленной по оси Y , усилия P_{xi} и P_{yi} . Рассматривая составляющие P'_{xi} и P'_{yi} в повернутой системе $X'Y'$, запишем уравнения связи составляющих сил:

$$P'_{xi} = P_{xi} \cos \beta_{i,j} + P_{yi} \sin \beta_{i,j}; \quad P'_{yi} = -P_{xi} \sin \beta_{i,j} + P_{yi} \cos \beta_{i,j}. \quad (16)$$

Вызывающие реакции смещения в обеих системах координат одинаковы и равны u_i и v_i , поэтому для коэффициентов жесткости имеем выражения:

$$\begin{aligned} K_{xxi} &= K_{xx} \cos \beta_{i,j} + K_{xy} \sin \beta_{i,j}; \quad K_{yyi} = -K_{xx} \sin \beta_{i,j} + K_{yy} \cos \beta_{i,j}; \\ K_{xyi} &= K_{xy} \cos \beta_{i,j} + K_{yy} \sin \beta_{i,j}. \end{aligned} \quad (17)$$

В общем случае пространственной задачи можно ввести также коэффициенты жесткости K_{zzi} ; K_{xzi} ; K_{yzi} , определяемые в виде:

$$\begin{aligned} K_{zzi} &= K_{zz} = K_{xx}; \quad K_{xzi} = K_{xz} \cos \beta_{i,j} + K_{yz} \sin \beta_{i,j} = K_{xx} \cos \beta_{i,j} + K_{xy} \sin \beta_{i,j}; \\ K_{yzi} &= K_{xz} \sin \beta_{i,j} + K_{yz} \cos \beta_{i,j} = -K_{xx} \sin \beta_{i,j} + K_{xy} \cos \beta_{i,j}. \end{aligned} \quad (18)$$

Введенные обозначения для последней системы уравнений имеют значения:

$$\begin{aligned} \Omega_x &= K_{CC}^{yy} + K_{bb}^{zz} - 2K_{bC}^{yz} + \gamma J_{0x}; \quad \Omega_y = K_{CC}^{xx} + K_{aa}^{zz} - 2K_{aC}^{yz} + \gamma \delta a_0^2 + \gamma J_{0y}; \\ \Omega_z &= K_{aa}^{yy} + K_{bb}^{xx} - 2K_{ab}^{xy}; \end{aligned}$$

$$K_C^{xx} = \sum_{i=1}^n (K_{xx} \cos \beta_{i,j} + K_{xy} \sin \beta_{i,j}); \quad K_C^{yy} = \sum_{i=1}^n (-K_{xy} \sin \beta_{i,j} + K_{yy} \cos \beta_{i,j}); \quad K_C^{zz} = nK_{xx};$$

$$K_C^{xx} = \sum_{i=1}^n K_{xzi} C_i = 0,$$

где $C_i = 0$ при расположении ключевой точки в плоскости ватерлинии;

$$K_C^{yy} = \sum_{i=1}^n K_{xzi} C_i = 0; \quad K_a^{xz} = \sum_{i=1}^n K_{xzi} a_i = 0, \quad \text{где } a_i = 0;$$

$$K_b^{yz} = \sum_{i=1}^n K_{yzi} b_i = [K_{xx} (\sin \beta_{i,j} - \sin \beta_{2,j}) - K_{xy} (\cos \beta_{i,j} - \cos \beta_{2,j})] \frac{L}{2}, \quad \text{где } b_i = 0 \text{ при } i > 2;$$

$$K_{bb}^{xx} = \sum_{i=1}^n K_{xzi} b_i^2 = [K_{xy} (\sin \beta_{i,j} - \sin \beta_{2,j}) - K_{xx} (\cos \beta_{i,j} - \cos \beta_{2,j})] \frac{L^2}{2}, \quad \text{где } b_i = 0 \text{ при } i > 2;$$

$$K_{CC}^{xx} = \sum_{i=1}^n K_{xzi} C_i^2 = 0, \quad \text{где } C_i = 0; \quad K_{aa}^{yy} = \sum_{i=1}^n K_{yyi} a_i^2 = 0, \quad \text{где } a_i = 0;$$

$$K_{CC}^{yy} = \sum_{i=1}^n K_{yyi} C_i^2 = 0, \quad \text{где } C_i = 0; \quad K_{aa}^{zz} = \sum_{i=1}^n K_{zzi} a_i^2 = 0, \quad \text{где } a_i = 0;$$

$$K_{bb}^{zz} = \sum_{i=1}^n K_{zzi} b_i^2 = K_{xx} \frac{L^2}{2}, \quad \text{где } b_i = 0 \text{ при } i > 2; \quad K_{ab}^{xy} = \sum_{i=1}^n K_{xyi} a_i b_i = 0, \quad \text{где } a_i = 0;$$

$$K_{aC}^{xz} = \sum_{i=1}^n K_{xzi} a_i C_i = 0, \quad \text{где } a_i = 0; \quad K_{bC}^{yz} = \sum_{i=1}^n K_{yzi} b_i C_i = 0, \quad \text{где } C_i = 0, \quad (19)$$

где w_C – проекция перемещения точки на ось; C_i – z -координата (аппликата) точки; φ_x , φ_y , φ_z – углы поворота относительно осей X , Y , Z ; J_{0x} , J_{0y} – моменты инерции площади ватерлинии относительно осей, проходящих через точку O и параллельных соответствующим осям координат; P_x , P_y , P_z , M_x , M_y , M_z – проекции и моменты внешних статических сил.

После подстановки приведенных значений получим

$$\Omega_x = K_{xx} \frac{L^2}{2} + \gamma J_{0x}; \quad \Omega_y = \gamma \delta a_0^2 + \gamma J_{0y};$$

$$\Omega_z = [K_{xy}(\sin \beta_{i,j} + \sin \beta_{2,i}) + K_{xx}(\cos \beta_{i,j} + \cos \beta_{2,j})] \frac{L^2}{4}. \quad (20)$$

Значения моментов инерции площадей ватерлинии для прямоугольного понтона шириной B и длиной L будут соответственно $J_{0x} = \iint_S y^2 dx dy = \int_{-B/2}^{B/2} \left[\int_{-L/2}^{L/2} y^2 dy \right] dx = \frac{BL^3}{12}$

и $J_{0y} = \frac{LB^3}{12}$, а площадь ватерлинии $S = BL$, тогда

$$\Omega_x = K_{xx} \frac{L^2}{2} + \gamma \frac{BL^3}{12}; \quad \Omega_y = \gamma \frac{LB^3}{12}, \quad \Omega_z = [K_{xy}(\sin \beta_{i,j} + \sin \beta_{2,j}) + K_{xx}(\cos \beta_{i,j} + \cos \beta_{2,j})] \frac{L^2}{4}, \quad (21)$$

где учтено, что точка O совпадает с C и $a_C = 0$.

После подстановки получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n (K_{xx} \cos \beta_{i,j} + K_{xy} \sin \beta_{i,j}) u_C &= P_x; \\ \sum_{i=1}^n (K_{yy} \cos \beta_{i,j} - K_{xy} \sin \beta_{i,j}) v_C + [K_{xx}(\sin \beta_{i,j} - \sin \beta_{2,j}) - K_{xy}(\cos \beta_{i,j} - \cos \beta_{2,j})] \frac{L}{2} \varphi_x &= P_y; \\ (nK_{xx} + \gamma BL) w_C &= P_z; \\ [K_{xx}(\sin \beta_{i,j} - \sin \beta_{2,j}) - K_{xy}(\cos \beta_{i,j} - \cos \beta_{2,j})] \frac{L}{2} v_C + \left(K_{xx} \frac{L^2}{2} + \gamma \frac{BL^3}{12} \right) \varphi_x &= M_x; \\ \gamma \frac{LB^3}{12} \varphi_y = M_y; [K_{xy}(\sin \beta_{i,j} + \sin \beta_{2,j}) - K_{xx}(\cos \beta_{i,j} + \cos \beta_{2,j})] \frac{L^2}{4} \varphi_z &= M_z. \end{aligned} \quad (22)$$

Особенности расчета системы невзаимодействующих объектов. Для характеристики одного плавучего объекта этих уравнений достаточно. Статические расчеты системы понтонов следует вести с помощью матрицы $\alpha_{i,j}$, которая определяет угловое положение системы координат X_i, Y_j плавучего объекта в системе координат цепной линии x_0, y_0 .

Для ее определения найдем производную

$$\frac{d\alpha}{dS} = \frac{d\alpha}{dx_0} / \frac{dS}{dx_0}. \quad (23)$$

Из выражения $tg \alpha = dy_0 / dx_0$ запишем $\alpha = \text{arctg}(dy_0 / dx_0)$, поэтому имеем

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x_0} = \frac{\frac{dy_0}{dx_0}}{1 + \left(\frac{dy_0}{dx_0} \right)^2} = \frac{1}{\text{ach} \frac{x_0}{a}}, \quad (24)$$

где $\frac{dy_0}{dx} = sh \frac{x_0}{a}$, $\frac{d^2 y_0}{dx^2} = \frac{1}{a} ch \frac{x_0}{a}$ и учтено, что $ch^2 x_0 - sh^2 x_0 = 1$. Для производной по дуге S имеем

$$\frac{\partial S}{\partial x_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{dy_0}{dx} \right)^2} = \sqrt{1 + sh^2 \frac{x_0}{a}} = ch \frac{x_0}{a}, \quad (25)$$

поэтому

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x_0} = \frac{1}{a^2 \left(1 + sh^2 \frac{x_0}{a}\right)} = \frac{1}{a^2 + S^2}. \quad (26)$$

Из последнего равенства, интегрируя по S , найдем

$$\alpha(S) = a \int_0^{S_j} \frac{dS}{a^2 + S^2} = \operatorname{arctg} \frac{S}{a} \Big|_0^{S_j}. \quad (27)$$

Разбив длину дуги на участки $S_j = \frac{L}{2} + l$, где l – длина участка лежня между понтонами, L – длина понтона, для понтона под номером j угол наклона к оси x_0 (к оси запани) будет определен в виде

$$\alpha_j = \operatorname{arctg} \left[\frac{j}{a} (L + l) \right], \quad (28)$$

где $j = 1, 2, \dots, N$ отсчитывается от центра запани для одной из ее половин.

Угол подхода канатной связи i , отсчитываемый относительно оси Y_j к понтону j , определится в виде

$$\beta_{j,i} = \operatorname{arctg} \left[(-1)^i \frac{j}{a} (L + l) \frac{L}{2a} \right], \quad (29)$$

где $i = 1, 2$ – номер канатной связи j -го понтона.

Вводя некоторую функцию $\alpha_{i,j}$ в обобщенном виде для углов, отсчитываемых от направления x_0 , можно записать

$$\alpha_{i,j} = \frac{1 + (-1)^i}{2} \operatorname{arctg} \left[\frac{j}{a} (L + l) \right] + (-1)^i \frac{1 + 2i - (-1)^i}{4} \operatorname{arctg} \left[\frac{j}{a} (L + l) + \left((-1)^i \frac{1 + 2i - (-1)^i}{4} \right) \frac{L}{2a} \right], \quad (30)$$

где $i = 0, 1, 2$, поэтому значение $i = 0$ соответствует точке C j -го понтона, $i = 1$ и $i = 2$ – точкам подхода связи (ключевым точкам), отсчитываемым от центра запани соответственно.

Теперь компоненты $\alpha_{i,j}$ будут

$$\begin{aligned} \alpha_{0,j} &= \operatorname{arctg} \left[\frac{j}{a} (L + l) \right]; \quad \alpha_{1,j} = -\operatorname{arctg} \left[\frac{j}{a} (L + l) - \frac{L}{2a} \right]; \\ \alpha_{2,j} &= \operatorname{arctg} \left[\frac{j}{a} (L + l) \right] + \operatorname{arctg} \left[\frac{j}{a} (L + l) + \frac{L}{2a} \right]. \end{aligned} \quad (31)$$

Использованный выше угол $\beta_{i,j}$ определяется выражениями

$$\beta_{1,j} = \frac{3\pi}{2} - \alpha_{0,j} - \alpha_{1,j}, \quad \beta_{2,j} = \frac{\pi}{2} - \alpha_{0,j} + \alpha_{2,j}. \quad (32)$$

Если определяется положение дополнительных опор ($n > 2$), то

$$\beta_{i,j} = \frac{\pi}{2} - \alpha_{0,j} + \beta_{k,j}, \quad \text{где } k = 2, \dots, n. \quad (33)$$

Уравнения динамики плавучих объектов с канатными опорами. Динамические расчеты плавучих объектов включают: определение свободных колебаний, проверку работы объекта на резонанс и определение характеристик вынужденных колебаний.

При колебаниях плавучих объектов возникают диссипативные силы сопротивления.

В соответствии с уравнением Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}} \right) + \frac{\partial U}{\partial q} + \frac{\partial \Phi}{\partial \dot{q}} = Q, \quad (34)$$

где T – кинетическая энергия; U – потенциальная энергия системы; Φ – функция диссипации; Q – обобщенные силы; q – обобщенные координаты; t – время; точками обозначены производные по времени.

С учетом уравнений кинематики для кинетической энергии объекта напишем интеграл

$$T = \frac{1}{2} \int_V [(\dot{u}_C + z\dot{\phi}_y - y\dot{\phi}_z)^2 + (\dot{w}_C + y\dot{\phi}_x - x\dot{\phi}_y)^2] dm, \quad (35)$$

где dm – масса элементарного объема.

Введем соотношения

$$M = \int_V dm; \theta_x = \int_V (y^2 + z^2) dm; \theta_y = \int_V (x^2 + z^2) dm; \theta_z = \int_V (x^2 + y^2) dm; \theta_{xy} = \int_V (xy) dm; \\ \theta_{xz} = \int_V (xz) dm; \theta_{yz} = \int_V (yz) dm, \quad (36)$$

где M – масса тела; $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ – моменты инерции массы тела относительно осей координат; $\theta_{xy}, \theta_{xz}, \theta_{yz}$ – центробежные моменты инерции массы тела. Окончательное выражение для кинетической энергии преобразуется к виду

$$T = \frac{1}{2} \int_V M [(\dot{u}_C^2 + \dot{v}_C^2 + \dot{w}_C^2) + \theta_x \dot{\phi}_x^2 + \theta_y \dot{\phi}_y^2 + \theta_z \dot{\phi}_z^2 - 2\theta_{xy} \dot{\phi}_x \dot{\phi}_y - 2\theta_{xz} \dot{\phi}_x \dot{\phi}_z - 2\theta_{yz} \dot{\phi}_y \dot{\phi}_z] dm. \quad (37)$$

Диссипативная функция Релея имеет форму

$$\Phi = \frac{1}{2} (\beta_x \dot{u}_C^2 + \beta_y \dot{v}_C^2 + \beta_z \dot{w}_C^2 + \mu_x \dot{\phi}_x^2 + \mu_y \dot{\phi}_y^2 + \mu_z \dot{\phi}_z^2), \quad (38)$$

где $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ – коэффициенты пропорциональности между силами сопротивления и проекциями скоростей центра тяжести тела на оси X, Y, Z ; μ_x, μ_y, μ_z – коэффициенты пропорциональности между моментами сопротивления и скоростями вращения тела вокруг осей X, Y, Z .

При двух вертикальных взаимно перпендикулярных плоскостях симметрии уравнения вынужденных колебаний приобретают вид

$$M\ddot{w}_C + (K^{zz} + \gamma S)w_C = P_z(t); M\ddot{u}_C + K^{xx}u_C + (K_C^{xx} - K_a^{xz})\phi_y = P_x(t); \\ \theta_y\ddot{\phi}_y + (K_C^{xx} - K_a^{xz})u_C + \Omega_y\phi_y = M_y(t); M\ddot{v}_C + K^{yy}v_C + (K_b^{yz} - K_C^{yy})\phi_x = P_y(t); \\ \theta_x\ddot{\phi}_x + (K_b^{yz} - K_C^{yy})v_C + \Omega_x\phi_x = M_x(t); \theta_z\ddot{\phi}_z + \Omega_z\phi_z = M_z(t).$$

Сравнение с системой уравнений в статике позволяет записать

$$M\ddot{w}_C + (nK_{xx} + \gamma BL)w_C = P_z(t);$$

$$M\ddot{u}_C + \sum_{i=1}^n (K_{xx} \cos \beta_{i,j} + K_{xy} \sin \beta_{i,j})u_C = P_x(t); \theta_y\ddot{\phi}_y + \gamma \frac{LB^3}{12}\phi_y = M_y(t);$$

$$\begin{aligned}
M\ddot{v}_C + \sum_{i=1}^n (K_{yy} \cos \beta_{i,j} - K_{xy} \sin \beta_{i,j}) v_C + [K_{xx} (\sin \beta_{1,j} - \sin \beta_{2,j}) - K_{xy} (\cos \beta_{1,j} - \cos \beta_{2,j})] \frac{L}{2} \varphi_x &= P_y(t); \\
\theta_x \ddot{\varphi}_x + [K_{xx} (\sin \beta_{1,j} - \sin \beta_{2,j}) - K_{xy} (\cos \beta_{1,j} - \cos \beta_{2,j})] \frac{L}{2} v_C + \varphi_x \left(K_{xx} \frac{L^2}{2} + \frac{BL^3}{12} \right) &= M_x(t); \\
\theta_z \ddot{\varphi}_z + [K_{xy} (\sin \beta_{1,j} + \sin \beta_{2,j}) + K_{xx} (\cos \beta_{1,j} + \cos \beta_{2,j})] \frac{L^2}{4} \varphi_z &= M_z(t). \quad (39)
\end{aligned}$$

Вводя обозначения

$$\begin{aligned}
\lambda_x^2 &= \frac{\sum_{i=1}^n (K_{xx} \cos \beta_{i,j} + K_{xy} \sin \beta_{i,j})}{M'}; \\
\lambda_y^2 &= \frac{\sum_{i=1}^n (K_{yy} \cos \beta_{i,j} - K_{xy} \sin \beta_{i,j}) + [K_{xx} (\sin \beta_{1,j} - \sin \beta_{2,j}) - K_{xy} (\cos \beta_{1,j} - \cos \beta_{2,j})] \frac{L}{2}}{M''}; \\
\lambda_z^2 &= \frac{nK_{xx} + \gamma BL}{M'''}; \quad \lambda_{\varphi_x}^2 = \frac{\Omega_x}{\theta_x} = \frac{k_{xx} \frac{L^2}{2} + \gamma \frac{BL^3}{12}}{\theta_x}; \quad \lambda_{\varphi_y}^2 = \frac{\Omega_y}{\theta_y} = \frac{\gamma \frac{BL^3}{12}}{\theta_y}; \\
\lambda_{\varphi_z}^2 &= \frac{\Omega_z}{\theta_z} = \frac{[K_{xy} (\sin \beta_{1,j} + \sin \beta_{2,j}) + K_{xx} (\cos \beta_{1,j} + \cos \beta_{2,j})] \frac{L^2}{4}}{\theta_z}, \quad (40)
\end{aligned}$$

после подстановки уравнения (39) перепишутся в виде:

$$\begin{aligned}
\ddot{u}_C + \lambda_x^2 u_C &= \frac{1}{M'} P_x(t); \quad \ddot{v}_C + \lambda_y^2 v_C = \frac{1}{M''} P_y(t); \quad \ddot{w}_C + \lambda_z^2 w_C = \frac{1}{M'''} P_z(t); \\
\ddot{\varphi}_x + \lambda_{\varphi_x}^2 \varphi_x &= \frac{M_x(t)}{\theta_x}; \quad \ddot{\varphi}_y + \lambda_{\varphi_y}^2 \varphi_y = \frac{M_y(t)}{\theta_y}; \quad \ddot{\varphi}_z + \lambda_{\varphi_z}^2 \varphi_z = \frac{M_z(t)}{\theta_z}. \quad (41)
\end{aligned}$$

Уравнения динамики плавучих объектов для частных видов колебаний. Для учета сопротивлений, вызываемых вязкостью жидкости, последние уравнения следует дополнить членами пропорциональными u_C , v_C , w_C с коэффициентами пропорциональности β_x , β_y , β_z и членами пропорциональными φ_x , φ_y , φ_z с коэффициентами пропорциональности μ_x , μ_y , μ_z . Решение этой системы целесообразно вести, рассматривая частные виды колебаний отдельно. При этом массу M' , входящую в систему, можно представить в виде суммы

$$M' = M_k + M_x, \quad (42)$$

где M_k – масса корпуса; M_x – присоединенная масса воды при горизонтальных колебаниях.

Если u – горизонтальные колебания корпуса объекта и ввести обозначения

$$n_x = \frac{\beta_x}{2M'}; \quad n_y = \frac{\beta_y}{2M''}; \quad n_z = \frac{\beta_z}{2M'''}, \quad (43)$$

то уравнение вынужденных горизонтальных колебаний будет

$$\ddot{u} + 2n_x \dot{u} + \lambda x^2 u = \frac{P_x(t)}{M'}, \quad (44)$$

где коэффициент затухания n_x и собственная частота колебаний λ_x без учета влияния затухания имеют выражения

$$n_x = \frac{\beta_x}{2(M_k + M_x)}; \lambda_x = \sqrt{\frac{K_{xx} \cos \beta_{i,j} + K_{xy} \sin \beta_{i,j}}{M_k + M_x}}. \quad (45)$$

Собственная частота горизонтальных колебаний с учетом затухания

$$\omega_x = \sqrt{\lambda_x^2 - n_x^2}, \quad (n_x < \lambda_x). \quad (46)$$

Свободные горизонтальные колебания определяются смещениями

$$u = A_x e^{-n_x t} \sin(\lambda_x t + \varepsilon). \quad (47)$$

При регулярном волнении правая часть уравнения примет вид

$$\frac{P_x}{M_k + M_x} \sin(pt + \delta), \quad (48)$$

где P_x – амплитуда волнового давления; p – частота волн; δ – начальная фаза, при этом $p = 2\pi/\tau$, где τ – период волн.

Частное решение в этом случае будет

$$u = A_x \sin(pt + \delta + \varepsilon), \quad (49)$$

где A_x – амплитуда вынужденных колебаний, $A_x = \frac{P_x}{\lambda_x^2 (M_k + M_x)} k_{\text{ox}}$; ε – сдвиг фаз,

$$\text{tg } \varepsilon = -\frac{2n_x p}{\lambda_x^2 - p^2}.$$

Коэффициент динамичности с учетом затухания $k_{\text{ox}} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{p^2}{x^2}\right)^2 + 4n_x^2 \frac{p^2}{x^4}}}$ при резонансе принимает значение ($p = \lambda_x$) и $k_{\text{ox}} = \lambda_x / 2n_x$.

Рассмотрим случаи вертикальных и вращательных колебаний. Эти типы колебаний представляются при регулярном волнении с учетом сопротивления в виде:

$$1) \text{ вертикальные колебания } \ddot{w} + 2n_z \dot{w} + \lambda_z^2 w = \frac{1}{M^m} P_z(t); \quad (50)$$

$$2) \text{ вращательные колебания } \ddot{\phi}_y + 2n_\varphi \dot{\phi}_y + \lambda_\varphi^2 \phi_y = \frac{M_y(t)}{\theta_y}, \quad (51)$$

где $M^m = M_k + M_z$; $n_z = \frac{\beta_z}{2(M_k + M_z)}$; $n_\varphi = \frac{M_y}{2(\theta_y + \theta_\varphi)}$; θ_φ – присоединенный момент

инерции массы воды относительно и Y ; $\lambda_z = \sqrt{\frac{nK_{xx} + \gamma BL}{M_k + M_z}}$, $\lambda_\varphi = \sqrt{\frac{\gamma BL^3 / 12}{\theta_y + \theta_\varphi}}$ – частоты собственных колебаний без учета влияния затухания при $n = 2, 3$ – число канатных опор.

Частоты собственных вертикальных и вращательных колебаний с учетом затухания:

$$\omega_z = \sqrt{\lambda_z^2 - n_z^2}; \omega_\varphi = \sqrt{\lambda_\varphi^2 - n_\varphi^2}; \quad (n_z < \lambda_z; n_\varphi < \lambda_\varphi). \quad (52)$$

При регулярном волнении для правых частей основных уравнений запишем

$$\frac{P_z(t)}{M_k + M_z} \sin(pt + \delta); \frac{M_y(t)}{\theta_y + \theta_\varphi} \sin(pt + \delta), \quad (53)$$

где $P_z(t)$, $M_y(t)$ – амплитуды сил и моментов от волнового давления.

В этом случае частные решения будут иметь вид

$$w = A_z \sin(pt + \delta + \varepsilon); \varphi_y = A_\varphi \sin(pt + \delta + \varepsilon), \quad (54)$$

где $A_z = \frac{P_z}{\lambda_z^2(M_k + M_z)} k_{\delta z}$; $A_\varphi = \frac{M_y}{\lambda_\varphi(\theta_y + \theta_\varphi)} k_{\delta \varphi}$ – амплитуды вынужденных колебаний.

Коэффициенты динамичности с учетом затухания

$$k_{\delta i} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{p^2}{\lambda_i^2}\right)^2 + 4n_i^2 \frac{p^2}{\lambda_i^4}}}, \quad i = z, \varphi \quad (55)$$

при резонансе принимают простой вид $k_{\delta i} = \frac{\lambda_i}{2n_i}$, ($i = z, \varphi$).

Гидродинамическое воздействие на плавучие объекты. Рассмотрим характеристики гидродинамического воздействия воды на объект при вертикальных колебаниях. Для плавучих объектов с прямоугольной формой подводной части величины присоединенных масс можно с достаточной точностью определять по результатам теории качки судов.

Вертикальные колебания. При вертикальных колебаниях, в частности, верна формула Хаскинда-Пабста

$$M_z = 0,5\zeta_1\zeta_2\rho LB^2, \quad \zeta_1 = \frac{L/B}{\sqrt{1+(L/B)^2}} \left[1 - 0,425 \frac{L/B}{1+(L/B)^2} \right], \quad (56)$$

где ζ_1 – коэффициент продольного растекания; ζ_2 – коэффициент, зависящий от отношения осадки T к ширине B .

Горизонтальные колебания. В этом случае для прямоугольных форм подводной части объектов находим

$$M_x = \zeta'_1\zeta_2\rho LT^2, \quad \zeta'_1 = \frac{L/2T}{\sqrt{1+(L/2T)^2}} \left[1 - 0,425 \frac{L/2T}{1+(L/2T)^2} \right]. \quad (57)$$

Величина коэффициента $\zeta_2 = f(B/4T)$ определяется по графику (рис. 3).

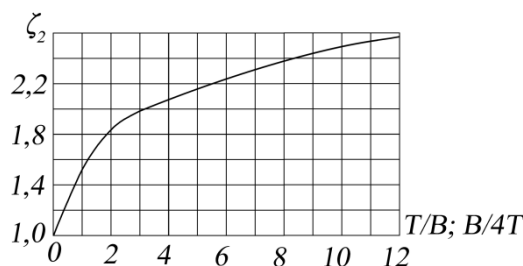


Рис. 3. График функции $\zeta_2 = f(B/4T)$

Вращательные колебания (бортовая качка). В этом случае момент инерции присоединенной массы воды (вращение относительно продольной оси) рекомендуется определять из формулы

$$\theta_{\varphi} = \frac{1}{81,5} \rho L B^4. \quad (58)$$

Погонная присоединенная масса при поперечных колебаниях канатов в воде может быть учтена умножением погонной массы каната на коэффициент 1,13.

Проверка на резонанс. Для этого должны вычисляться частоты собственных колебаний λ_i ($i = x, z, \varphi$) и сравниваться с преобладающими частотами волнения. В зависимости от отношений частот p / λ_i и величин коэффициентов затухания n_i вычисляются значения коэффициентов динамичности $k_{\partial i}$ и строится график $k_{\partial i} = f(p / \lambda_i)$. При отношениях $p / \lambda_i < 1$ объект совершает колебания в фазе с волной, а при $p / \lambda_i > 1$ – в противофазе. Вне резонансной зоны практические расчеты могут проводиться без учета затухания колебаний.

Резонансная зона ограничивается диапазоном $0,7 < p / \lambda_i < 1,35$.

Связь между теоретическими зависимостями и конкретными характеристиками запани выглядит следующим образом. Применительно к обозначениям Инструкции [1], входящие в расчетные зависимости величины имеют вид:

$$y_0 = f + a; \quad q = (\tau + \tau_e) L_p; \quad q' = (\tau + \tau_e) L_n \quad (59)$$

при условии $L_p > L_n$; $x_0 = b / 2$; $\alpha^\circ = 90^\circ - \arccos \varphi^\circ$, где f – стрела провиса запани; τ – удельная сила влечения запанного пыжа потоком; τ_e – удельная активная сила действия ветра; L_p , L_n – расчетная и реальная длина пыжа; b – ширина запани; φ° – угол примыкания запани к береговой линии.

Из уравнения цепной линии следует соотношение

$$f = a \left(ch \frac{b}{2a} - 1 \right), \quad (60)$$

которое позволяет по известному f / b значению найти величину a .

Величина натяжения в месте присоединения каната к опоре будет

$$T = q(a + f) = (\tau + \tau_e) L_n (a + f). \quad (61)$$

Длина лежня найдется из формулы

$$S_{\lambda} = 2S + 2ash \frac{b}{2a}. \quad (62)$$

Вычисление моментов инерции при прямоугольной форме корпуса понтона.

При расчетах принимается равномерное распределение плотности $\rho = M_k / V$, где V – объем понтона, $V = BLH$; B , L , H – ширина, длина и высота понтона соответственно.

Кроме того, для случая прямоугольной формы корпуса моменты инерции массы понтона относительно осей координат определяются по формулам

$$\theta_x = \iiint_V \rho (y^2 + z^2) dx dy dz = \rho \int_{-B/2}^{B/2} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \left[\int_{-k_2 H}^{k_1 H} (y^2 + z^2) dz \right] dy \right\} dy =$$

$$\frac{M_k}{3} \left[(k_1 + k_2) \frac{L^2}{4} + (k_1^3 + k_2^3) H^2 \right];$$

$$\theta_y = \iiint_V \rho(x^2 + z^2) dx dy dz = \rho \int_{-B/2}^{B/2} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \left[\int_{-k_2 H}^{k_1 H} (x^2 + z^2) dz \right] dy \right\} dy =$$

$$\frac{M_k}{3} \left[(k_1 + k_2) \frac{B^2}{4} + (k_1^3 + k_2^3) H^2 \right];$$

$$\theta_z = \iiint_V \rho(x^2 + y^2) dx dy dz = \rho \int_{-B/2}^{B/2} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \left[\int_{-k_2 H}^{k_1 H} (x^2 + y^2) dz \right] dy \right\} dy = \frac{M_k}{12} (k_1^3 + k_2^3) (B^2 + L^2), \quad (63)$$

а центробежные моменты инерции массы понтонов в виде

$$\theta_{xy} = \int_V xy dm = \iiint_V \rho xy dx dy dz = \rho \int_{-B/2}^{B/2} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \left[\int_{-k_2 H}^{k_1 H} xy dz \right] dy \right\} dy = \frac{M_k}{16} (k_1 + k_2) LB;$$

$$\theta_{xz} = \int_V xz dm = \iiint_V \rho xz dx dy dz = \rho \int_{-B/2}^{B/2} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \left[\int_{-k_2 H}^{k_1 H} xz dz \right] dy \right\} dy = \frac{M_k}{8} (k_1^2 + k_2^2) BH;$$

$$\theta_{yz} = \int_V yz dm = \iiint_V \rho yz dx dy dz = \rho \int_{-B/2}^{B/2} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} \left[\int_{-k_2 H}^{k_1 H} yz dz \right] dy \right\} dy = \frac{M_k}{8} (k_1^2 + k_2^2) HL, \quad (64)$$

где $M_k = \rho V = \rho BLH$ – масса понтона; k_1 и k_2 – коэффициенты расположения лежня по высоте понтона, $k_1 = \frac{H - H_n}{H}$, $k_2 = \frac{H_n}{H}$; H_n – расстояние от уровня расположения лежня до основания понтона.

Методика расчета наплавных сооружений запани на канатных опорах включает следующие этапы:

1) экспериментальным путем определяются величины коэффициентов жесткости K_{xx} , K_{yy} , K_{zz} при условии примыкания канатной опоры по оси понтона Y ;

2) на основании уравнений цепной линии $y_0 = ach \frac{x}{a}$ (3) находится величина угла поворота осей понтона относительно оси параллельной оси запани $\alpha_{0,j}$ и вычисляются углы поворота основных связей $\alpha_{1,j}$ и $\alpha_{2,j}$ (31);

3) определяются угловые положения основных опор $\beta_{1,j}$, $\beta_{2,j}$ (32) и угловое положение $\beta_{i,j}$ (33) дополнительных опор, имеющих точку примыкания в центре тяжести понтона;

4) определяются проекции и моменты внешних статических сил P_x , P_y , P_z , M_x , M_y , M_z (22) j -го понтона;

5) вычисляются моменты инерции массы понтонов θ_x , θ_y , θ_z (63) и центробежные моменты инерции понтонов θ_{xy} , θ_{xz} , θ_{yz} (64);

6) находятся собственные частоты горизонтальных колебаний без учета λ_x (45) и с учетом влияния затухания ω_x (46), вертикальных колебаний без учета λ_z (51) и с учетом ω_x (52), вращательных колебаний без учета λ_ϕ (51) и с учетом влияния затухания ω_ϕ (52);

7) вычисляются значения присоединенных масс воды при горизонтальных M_x (57), (рис. 3) и вертикальных колебаниях M_z (56), (рис. 3), а также момент инерции присоединенной массы воды при вращении относительно продольной оси θ_ϕ (58);

8) рассчитываются вертикальная сила $P_z(t)$ (1) и динамическое давление p_x (2) от волновой нагрузки на понтоны;

9) оценивается ширина резонансной зоны для волнового режима водохранилища по формуле $0,7 < p / \lambda_i < 1,35$. Если резонанса не возникает, то для динамических расчетов используется система уравнений (44), (50) и (51);

10) на основании полученных силовых факторов оцениваются характеристики наплавных элементов запани и ее лежня с учетом коэффициентов динамичности $k_{\alpha x}$, $k_{\alpha y}$ и $k_{\alpha \phi}$ (55);

11) суммарные силовые факторы определяются по соответствующим результатам статических и динамических расчетов;

12) в случае превышения динамических нагрузок над предельно допустимыми по разрывному усилию лежня вводятся динамические вставки – гасители в виде упругих элементов и производится перерасчет нагрузок в запани;

13) на основании силового расчета подбирается регулирующее устройство для компенсации вертикальных нагрузок на запань при изменении уровня воды;

14) проверяются береговые понтоны на отрыв.

Выводы.

1. При выборе способов обустройства лесозадерживающих запаней для водохранилищ ГЭС решаются задачи определения характера внешних нагрузок и их пространственно-временных зависимостей.

2. В комплексе расчетов запани центральное место занимает решение задачи в предположении стационарности и квазистационарности внешних сил.

3. К динамическим задачам относятся прочностные расчеты элементов запани от действия изменяющихся во времени нагрузок. При этом в качестве основных принимаются ветровые и волновые виды нагрузок.

4. При решении поставленных задач используются методы расчета сооружений при гибком характере удерживающих связей.

5. В результате исследований получена методика расчета запаней для условий водохранилищ ГЭС.

Список литературы

1. Инструкция по изысканиям, проектированию, строительству, монтажу и эксплуатации запаней. – М.: Лесная промышленность, 1971. – 104 с.
2. Мучник, С.Я. Уточненные расчеты запаней. Техническая информация / С.Я. Мучник. – Л.: Гипролестранс, 1953. – 64 с.
3. Потякин, В.И. Водный транспорт леса / В.И. Потякин, Ю.Я. Дмитриев, А.А. Зайцев. – М.: Лесная промышленность, 1985. – 336 с.
4. Поздеев, А.Г. Динамические и статические расчеты сооружений водохранилищ ГЭС / А.Г. Поздеев; Марийск. государств. технич. ун-т. – Йошкар-Ола, 1998. – 62 с. – Деп. в ВИНТИ 23.11.98; № 3427-В 98.
5. Кульмач, П.П. Якорные системы удержания плавучих объектов / П.П. Кульмач. – Л.: Судостроение, 1980. – 336 с.
6. Бреббиа, К. Динамика морских сооружений / К. Бреббиа, С. Уокер. – Л.: Судостроение, 1980. – 230 с.

Статья поступила в редакцию 09.02.11.

*A.G. Pozdeev, I.A. Polyinin,
E.M. Tsarev, Ju. A. Kuznetsova*

DEVELOPMENT OF HYDROSTATION RESERVOIRS ENGINEERING-ECOLOGICAL FACILITIES

Research target is a protective boom for driftwood prevention from arrival to hydrosystem with a wide reservoir width. The methods of static and dynamic analysis of floating structures and protective boom sill from engineering mechanics common positions are developed. As a result, a protective boom calculation procedure for ecological protection of hydroelectric power station reservoirs from driftwood negative influence is achieved.

Key words: *reservoir, hydroelectric power station, driftwood, protective boom, floating structures, ecological protection, wind, wave and shock loads.*

ПОЗДЕЕВ Анатолий Геннадиевич – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой водных ресурсов МарГТУ. Область научных интересов – проблемы водного транспорта и комплексного освоения водных ресурсов, математическое моделирование в гидродинамике и экологии. Автор более 60 публикаций.

E-mail: PozdeevA.G.@marstu.net

ПОЛЯНИН Игорь Александрович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой транспортно-технологических машин МарГТУ. Область научных интересов – водный транспорт леса, переработка пневой древесины, сортировка технологической щепы, транспортировка лесоматериалов малыми средствами, экология и обустройство акваторий ГЭС. Автор более 70 публикаций.

E-mail: PolyininIA @marstu.net

ЦАРЕВ Евгений Михайлович – доктор технических наук, профессор кафедры технологии и оборудования лесопромышленных производств МарГТУ. Область научных интересов – механика, экологические проблемы защиты окружающей среды, переработка низкокачественной древесины. Автор более 100 публикаций.

E-mail: 651020@mail.ru

КУЗНЕЦОВА Юлия Анатольевна – кандидат технических наук, доцент кафедры водных ресурсов МарГТУ. Область научных интересов – исследование и моделирование русловых процессов в нижних бьефах гидроузлов, математическое моделирование в гидродинамике и экологии. Автор 14 публикаций, в том числе одной монографии и одного патента РФ.

E-mail: 2103Julia@mail.ru