

УДК 531.38

© 1997 г. Ю.В. ПЫЛЬНЕВ, Ю.В. РАЗУМЕЕНКО

СПОСОБ СУЩЕСТВЕННОГО УМЕНЬШЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩАЮЩИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ПЛАВАЮЩИЕ И СТАЦИОНАРНЫЕ МОРСКИЕ ОБЪЕКТЫ

Уменьшение возмущающих сил и моментов, вызванных морским волнением, задача актуальная как с точки зрения уменьшения параметров вертикальной и угловой качки свободно плавающих и закоренных сооружений от судов и биев до плавучих причалов и платформ, так и с точки зрения уменьшения металлоемкости и повышения стойкости к воздействию морских волн сооружений, опирающихся на морское дно (буровые платформы на шельфе, опоры эстакад, стационарные пирсы).

Для уменьшения качки в судостроении издавна применяются принципы пассивной и активной стабилизации. Классическим примером первого является вежа Фруда [1], представляющая собой полупогруженный вертикальный цилиндр площадью сечения s_V и длиной $L > 10$ м, имеющий на глубине 50–60 м подвешенный на тросе плоский демпфер площадью $s_d \approx (20-30)s_V$. Имея большую присоединенную массу и сопротивление, пассивный демпфер вежи существенно уменьшает частоту ее собственных колебаний и демпфирует эти колебания. В результате вежа Фруда становится низкочастотным фильтром для всех реальных частот волн. Классическим примером активной стабилизации является применение на судах бортовых управляемых рулей, создающих упреждающий восстанавливающий момент за счет использования систем автоматического управления (САУ) и подвода энергии извне [2]. Но в обоих случаях возмущающее воздействие волны на объект не уменьшается, а при выходе из строя любого элемента САУ эффективность активной стабилизации резко снижается.

Есть третий путь уменьшения качки – уменьшение самих возмущающих воздействий волн на полупогруженное основание (ППО) морских объектов (МО) за счет целенаправленного изменения их формы. Ведь возмущающие силы $F(t)$ и моменты $M(t)$ суть продукты взаимодействия параметров волнового поля ППО. Поэтому естественно ожидать, что форма ППО существенно влияет на величины $F(t)$ и $M(t)$. Однако по ряду причин этот путь оказался недостаточно разработанным как в теоретическом, так и в прикладном плане. Хотя имеется немало технических решений, отвечающих этому третьему пути. Это, например, бульбы в носу и корме судна, уменьшающие его волновое сопротивление. Это многочисленные авторские свидетельства и патенты по буям и буровым платформам, в которых гидростатические силы на вертикальных стабилизирующих колоннах частично разгружаются горизонтальными понтонами или кольцевыми объемами, расположенными на глубине 10–15 м [3–4]. Однако это направление теоретически разработано недостаточно, упрощенные структуры возмущающих сил и моментов, лежащие в основе известных технических решений, не позволили получить достаточно полных конструктивных рекомендаций.

Цель данной статьи – дать теоретическую основу этому третьему пути и подкрепить его результатами лабораторного эксперимента по измерению сил и параметров качки традиционных и предлагаемых архитектурных форм биев и платформ.

1. Кинематика плоских линейных волн. Как известно [5], волновые процессы в поле плоских прогрессивных волн в районах с глубиной h (фиг. 1) описываются потенциалом

$$\Phi = -\frac{gA_0}{\omega} \frac{\text{ch}((h+y_0))}{\text{ch}kh} \sin(kx + \omega t) \quad (1.1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $\omega = 2\pi/T$ – частота формы, A_0 и λ – амплитуда волны на поверхности и ее длина, y_0 – удаление рассматриваемого горизонта от свободной поверхности.

Частота этих волн определяется дисперсионным соотношением $\omega = (gk \text{th} kh)^{1/2}$, которое для $h/\lambda > 0,45$ переходит в $\omega = (gk)^{1/2}$ для глубокой воды. С использованием связи $gk = \omega^2 \text{cth} kh$ можно показать, что колебания свободной поверхности и горизонтов, удаленных от нее на величину $y_0 < 0$, а также горизонтальные и вертикальные составляющие орбитальных скоростей и ускорений частиц жидкости имеют вид

$$y_w = \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -A_0 \varepsilon_y(y_0) \cos(kx + \omega t) \quad (1.2)$$

$$v_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = A_0 \omega \varepsilon_x(y_0) \cos(kx + \omega t) \quad (1.3)$$

$$v_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y} = -A_0 \omega \varepsilon_y(y_0) \sin(kx + \omega t)$$

$$w_x = \dot{v}_x = A_0 \omega^2 \varepsilon_x(y_0) \sin(kx + \omega t) \quad (1.4)$$

$$w_y = \dot{v}_y = A_0 \omega^2 \varepsilon_y(y_0) \cos(kx + \omega t)$$

где $\varepsilon_x(y_0) = \text{ch} k(h+y_0) / \text{sh} kh$, $\varepsilon_y(y_0) = \text{sh} k(h+y_0) / \text{sh} kh$ – коэффициенты ослабления амплитуд горизонтальных и вертикальных перемещений, скоростей и ускорений частиц на горизонте $y_0 < 0$. При $h/\lambda > 0,45$ $\varepsilon_x \approx \varepsilon_y \approx \exp ky_0$.

На фиг. 2 показан характер изменения этих функций на мелководном шельфе при $h = 15$ м и $\lambda = 70$ м (кривая 1 соответствует ε_x , кривая 2 – ε_y). Отчетливо видна существенная разница между ними, в то время как на глубокой воде $|v_x| = |v_y|$, и они одинаково убывают пропорционально $\exp ky_0$ (кривая 3).

2. Давление в поле прогрессивных волн. Поскольку решается задача определения волновых возмущающих сил относительно условий статического равновесия МО на тихой воде, то важно определить избыточные давления p' по отношению к гидростатическому на горизонте y_0 . В соответствии с интегралом Коши – Лагранжа

$$p' = p - p_a - g\rho y_0 = g\rho y_w - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{\rho}{2} (v_x^2 + v_y^2)$$

где p_a – атмосферное давление, $g\rho y_0$ – гидростатическое давление на горизонте y_0 .

С использованием (1.1), (1.2) и (1.3) получим

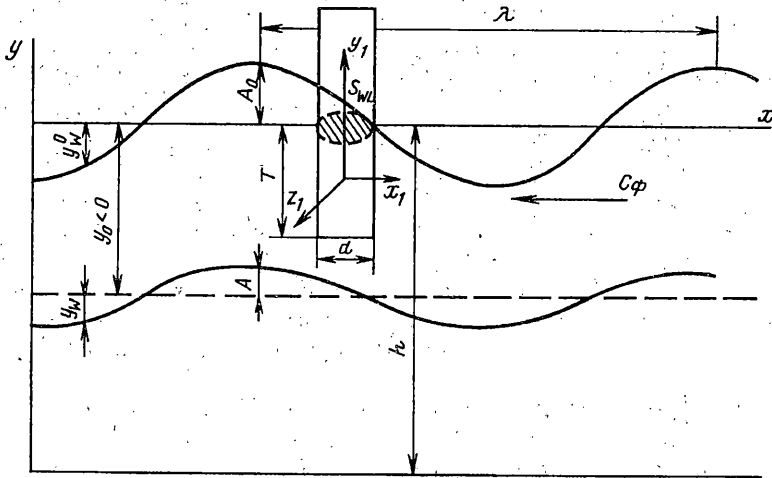
$$p' = -g\rho A_0 \cos(kx + \omega t) + g\rho A_0 \varepsilon_p(y_0) \cos(kx + \omega t) - g\rho k A_0 / 4 \text{sh} 2kh [\text{sh} 2k(h+y_0) + \cos 2(kx + \omega t)] \quad (2.1)$$

$$\varepsilon_p = \text{ch}[k(h+y_0)] / \text{ch}kh$$

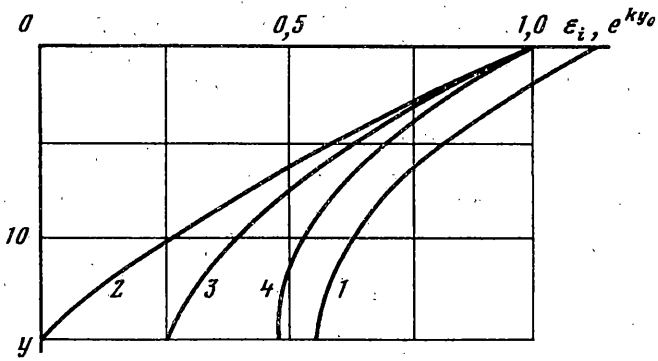
где ε_p – коэффициент ослабления динамического давления в волне по мере удаления от свободной поверхности; характер его изменения на мелководье также показан на фиг. 2 (кривая 4).

Для глубокой воды это выражение проще

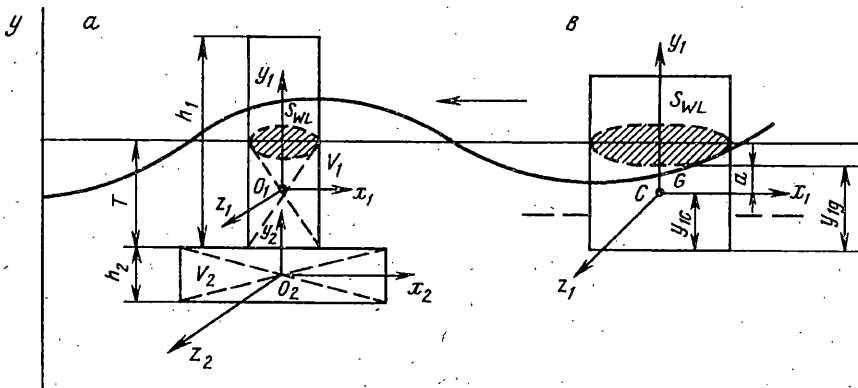
$$p' = -g\rho A_0 \cos(kx + \omega t) + g\rho A_0 e^{ky_0} \cos(kx + \omega t) - \frac{1}{2} g\rho k A_0 e^{2ky_0} \quad (2.2)$$



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Первый член в (2.1) и (2.2) характеризует изменение гидростатического давления при перемещении волновой поверхности вдоль тела, и он становится источником квазистатической составляющей возмущающей силы (задача решается в предположении, что в отсутствии волн у неподвижного МО сила тяжести уравновешивается силой плавучести или дополнительно реакцией опор, если он стоит на шельфе). Второй член – линейная часть гидродинамической составляющей давления инерционной природы. Она убывает с глубиной и имеет знак, обратный ординате волновой поверхности. Третий член – квадратичная составляющая давления, которую в линейной теории качки обычно не учитывают. Она имеет всегда отрицательный знак (скоростной напор всегда уменьшает давление), интенсивно убывает с глубиной ($\sim \exp 2ky_0$) и является источником появления постоянной силы подсоса к взволнованной поверхности тел, плавающих вблизи нее, например, подводных лодок в перископном положении.

3. Компоненты вертикальных составляющих волновых возмущающих сил, действующих на вертикальный цилиндр. В соответствии с гидродинамической теорией качки А.Н. Крылова – М.Д. Хаскинда [6–8] на неподвижное прямостенное тело (буй, понтон, сваю) действуют в вертикальном направлении следующие составляющие волнового воздействия:

1. Квазистатическая составляющая, связанная с перемещением вдоль цилиндра радиуса r волнового профиля $y_w^\circ = -A_0 \cos(kx + \omega t)$. Она вызывает изменение силы Архимеда

$$F_y^h \approx -g\rho s_{WL} A_0 \kappa_{WL} \cos(kx + \omega t) \quad (3.1)$$

где $\kappa_{WL} = \sin kr / kr$ – редуцированный коэффициент в горизонтальном направлении, учитывающий кривизну свободной поверхности. При $2r/\lambda < 0,15$, $1 > \kappa_{WL} > 0,96$, и его в инженерных расчетах можно принимать равным 1. Заметим, что в это условие укладываются все буи, вертикальные колонны плавучих буровых платформ и многие другие МО.

2. Гидродинамическая часть крыловской возмущающей силы от изменения с глубиной динамического давления в волне

$$p'_d = g\rho A_0 \varepsilon_p(y) \cos(kx + \omega t) - g\rho k A_0^2 / 4 \operatorname{sh} 2kh [\operatorname{sh} 2k(h + y_0) + \cos 2(kx + \omega t)]$$

для мелкой воды и

$$p'_d = g\rho A_0 e^{ky} \cos(kx + \omega t) - \frac{1}{2} g\rho k A_0^2 e^{2ky}$$

для воды глубокой.

Эта сила определяется интегралом Остроградского – Гаусса

$$F_y^k = -\iiint_V \frac{\partial p'_d}{\partial y} dV = -s_{WL} \kappa_{WL} \int_T \frac{\partial p'_d}{\partial y} dy \quad (3.2)$$

Градиенты избыточных давлений для мелкой и глубокой воды

$$\partial p'_d / \partial y = -g\rho \frac{\operatorname{sh} k(h + y)}{\operatorname{ch} kh} k A_0 \cos(kx + \omega t) + g\rho \frac{k^2 A_0^2 \operatorname{sh} 2k(h + y)}{2 \operatorname{sh} 2kh}$$

$$\partial p'_d / \partial y = -g\rho k A_0 e^{ky} \cos(kx + \omega t) + g\rho k^2 A_0^2 e^{2ky}$$

Интегралы типа (3.2) для тел произвольной формы в аналитическом виде не берутся. Их определяют обычно численными методами по теоретическому чертежу. Для тел, имеющих плоскости симметрии, вычисление этих интегралов упрощается с помощью следующего приема, который можно продемонстрировать на примере глубокой воды: раскрывается $\cos(kx + \omega t)$, параметры волны записываются в связан-

ной с телом системой координат $X_1O_1Y_1Z_1$ с началом в центре плавучести погруженного объема O_1 (фиг. 3, а); на основе свойства симметрии тела относительно плоскости $X_1O_1Y_1$ нечетный интеграл, содержащий $\sin kx_1$, обратится в нуль, а линейная часть будет равна

$$F_{yL}^k = g\rho k A_0 \cos \omega t \iiint_V e^{ky} dV \quad (3.3)$$

Последний интеграл в теории качки также определяют численными методами и, соотнося его с объемом V , выводят редукционный коэффициент κ_T . Однако, интеграл (3.3) может быть приближенно вычислен аналитически, если разложить в ряд Тейлора e^{ky_1} и e^{2ky_1} относительно заглубления центра плавучести объема O_1 , которое равно $T/2$, а также $\cos kx_1$:

$$e^{ky} \approx e^{-\frac{1}{2}kT} \left[1 - ky_1 + \frac{(ky_1)^2}{2} - \frac{(ky_1)^3}{6} + \dots \right]$$

$$e^{2ky} \approx e^{-kT} \left[1 - 2ky_1 + \frac{(2ky_1)^2}{2} - \frac{(2ky_1)^3}{6} + \dots \right] \quad (3.4)$$

$$\cos kx_1 \approx 1 - \frac{(kx_1)^2}{2} + \frac{(kx_1)^4}{24} - \dots$$

В этом случае

$$e^{ky_1} \cos kx_1 \approx e^{-\frac{1}{2}kT} \left[1 - ky_1 + \frac{ky_1(kx_1)^2}{2} - \frac{(kx_1)^2(ky_1)^2}{4} + \dots \right]$$

и линейная часть интеграла (3.2) с учетом нечетности ky_1 и $ky_1(kx_1)^2$, малости $(kx_1)^2(ky_1)^2/4$ по сравнению с единицей даже при $kx_1 \leq 0,5$; $ky_1 \leq 0,6$, приводится к виду

$$F_{yL}^k \approx g\rho k A_0 e^{-\frac{1}{2}kT} (V_1 + \frac{1}{2}k^2 J_{x,z,V}) \cos \omega t \quad (3.5)$$

где $J_{x,z,V}$ — момент инерции объема V_1 относительно горизонтальной плоскости $X_1O_1Z_1$, проходящей через центр плавучести. Для цилиндра $J_{x,z,V} = s_{WL} T^3/12 = V_1 T^2/12$. С учетом этого

$$F_{yL}^k \approx g\rho k A_0 e^{-\frac{1}{2}kT} V_1 \left[1 + \frac{1}{24} (kT)^2 \right] \cos \omega t \quad (3.6)$$

Нелинейная часть кривой силы от скоростного напора дает силу подсоса тела к поверхности

$$F_{yN}^k \approx g\rho k^2 A_0^2 e^{-kT} V_1 \left[1 + \frac{1}{6} (kT)^2 \right] \quad (3.7)$$

Обратим внимание на то, что F_y^h изменяется в фазе с волной, а F_{yL}^k — в противофазе, сила F_{yN}^k направлена только вверх и не зависит от времени.

3. Инерционная часть дифракционной силы F_y^i , которая дополняет силу F_{yL}^k силой присоединенной инерции. Она может быть выражена через присоединенную массу тела и вертикальные ускорения частичек воды в волне. Структура ее аналогична (3.6):

$$F_y^i \approx g\rho k A_0 e^{-\frac{1}{2}kT} k_{1y} V_1 \left[1 + \frac{1}{24} (kT)^2 \right] \cos \omega t \quad (3.8)$$

где k_{1y} — коэффициент присоединенной массы цилиндра вдоль оси O_1Y_1 . Этот коэффициент для вертикального цилиндра $CT/r > 4$ не превосходит 0,15.

4: Демпфирующая часть дифракционной силы, которая включает силы волнового, вихревого и вязкого демпфирования, определяется осредненной вертикальной скоростью частиц воды и имеет вид

$$F_y^d \approx g\rho k A_0 e^{-\frac{1}{2}kT} \bar{r} V_1 \sin \omega t \quad (3.9)$$

$$F_y^d \approx g\rho k A_0^2 e^{-\frac{1}{2}kT} \bar{C}_y S_{WL} \sin \omega t$$

где $\bar{r} = f(\bar{\sigma})$ – безразмерный коэффициент линейного демпфирования при малых амплитудах волны $A/T < 0,2$ как функция безразмерной частоты $\bar{\sigma} = \omega\sqrt{T/g}$, $\bar{C}_y = f(\text{Re})$ – безразмерный коэффициент квадратичного демпфирования как функция числа Рейнольдса $\text{Re} = A\omega T/\nu$ при $A/T > 0,3$.

Коэффициенты \bar{r}_y и \bar{C}_y включают сопротивление трения, вихревое и волновое. Определяются они, как правило, экспериментально.

4. Структура суммарного силового воздействия волн на вертикальный цилиндр. Используя (7), (11)–(15), связь $V_1 = S_{WL}T$ и полагая поперечные размеры цилиндра такими, что $\kappa_{WL} = 1 - \frac{1}{24}(kr)^2 \approx 1$ можно записать

$$F_{y\Sigma} \approx -g\rho S_{WL} A_0 \{ [1 - 6,28\alpha(1 + k_{1y})(1 + 1,64\alpha^2)e^{-\pi\alpha}] \cos \omega t - 39,5(AT/\pi^2)(1 + 6,6\alpha^2)e^{-2\pi\alpha} - kAe^{-\pi\alpha}\bar{C}_y \sin \omega t \}, \quad \alpha = T/\pi \quad (4.1)$$

Заметим, что в соответствии с принятыми правилами знаков $y_W = A_0 e^{ky} \cos(kx + \omega t)$.

Если произвести по (16) расчет для вертикальной веши с $T = 10$ м и $S_{WL} = 0,25$ м² для волнения 6 баллов с $\langle \pi \rangle = 90$ м и $\langle A_0 \rangle = 3$ м при значениях $k_{1y} \approx 0,1$ и $\bar{C}_y \approx 0,6$ (экспериментальные данные), получим

$$F_{y\Sigma} \approx -2,5\{ [1 - 0,78] \cos 0,83t - 0,079 - 0,09 \sin 0,83t \} \quad (4.2)$$

Анализ этих цифр показывает определенную роль в формировании $F_{y\Sigma}$ для данного цилиндра инерционно-волновой составляющей $F_y^{iw} = F_{yL}^{kR} + F_y^i$, которая в данном примере на 78% нейтрализует F_y^s . Если же осадку веши увеличить до 20 м, то F_y^{iw} на 40% даже превзойдет F_y^s . Происходит инверсия суммарного воздействия волны на длинный вертикальный цилиндр. Демпфирующая составляющая сравнительно мала. Что касается силы присоса, то для веши она мала. Но для горизонтально ориентированного тела, например понтона подводной лодки с $V = 4000$ м³ на глубине 10 м при $A_0 = 3$ м и $\lambda = 90$ м, $F_{yN}^k \approx 460$ кН.

Отметим, что пример с вертикальным цилиндром на глубокой воде несколько не снижает общности выводов. На мелкой воде вместо e^{ky} и e^{-2ky} в ряд Тейлора вокруг $y = T - y_c$ придется раскладывать $\text{sh } k(h + y)/\text{sh } kh$ и $\text{sh } 2k(h + y)/\text{sh } 2kh$, и в выражениях (3.5)–(3.10) появятся вместо $e^{-\frac{1}{2}kT}$ и e^{-kT} значения этих функций на уровне центра плавучести тела. Не играет особой роли и отступление от цилиндрической формы. Если начало связанной с телом системы координат поместить в центр плавучести, как это сделано в [5], то все интегралы в (3.2) от нечетных функций обратятся в нуль, а от четных – будут приводить к объему V , центральному моменту инерции объема $J_{x,z,V}$, моменту объема четвертого порядка и так далее. И опять может быть получено аналитическое выражение для $F_{y\Sigma}$ типа (4.1).

5. Об укороченных уравнениях качки. В учебной и научной литературе более 50 лет продолжают широко использовать так называемые укороченные уравнения вертикальной и бортовой качки. Их появление связано, по-видимому, со стремлением

привести во что бы то ни стало параметры качки судна или буя к хорошо известному уравнению колебательного звена. Но для этого нужно к одночленному виду привести возмущающее воздействие волны

$$\rho V(1+k_{22})\ddot{y} + N_y \dot{y} + \rho s_{WL} y = \rho s_{WL} \kappa_y A_0 \cos \omega t \quad (5.1)$$

$$(J_{zm} + \lambda_{44})\ddot{\theta} + N_\theta \dot{\theta} + \rho V h \theta = \rho V h k A_0 \sin \omega t \quad (5.2)$$

Уравнение (5.1) приводится к нормальному виду, который для вертикальной вехи имеет вид

$$\ddot{y} + 2r_y \dot{y} + n_y^2 y = a \cos \omega t \quad (5.3)$$

$$r_y = N_y / 2s_{WL} T(1+k_{22}), \quad n_y^2 = \rho s_{WL} / T(1+k_{22})$$

где r_y – коэффициент относительного демпфирования, n_y^2 – квадрат частоты собственных колебаний, κ_y – редукционный коэффициент, близкий к единице.

А далее, как в теории колебаний, в функции ω/n_y для разных r_y/n_y строятся известные резонансные кривые качки $y/A\kappa_y$ и сдвиг фаз между y_{\max} и $y_{W\max}$ (аналогично для бортовой качки). Делается вывод об опасности резонанса, параметры которого принимаются в качестве расчетных. Но все это имеет весьма отдаленное отношение к реальной качке судна, буя или нефтедобывающей платформы. Выше показано, что в (4.1) $\kappa_y \ll 1$. При наличии у цилиндра демпфера κ_y может быть сделан и отрицательным. Поэтому большинство выводов, основанных на этих "резонансных кривых" оказываются неверными даже качественно.

6. Способ существенного уменьшения вертикальных возмущающих сил от волны. Из (4.1) и (5.1) следует, что к уменьшению $F_{y\Sigma}$ и вертикальной качки ведет уменьшение s_{WL} и увеличение T . Это пути традиционные. Известны буи с $T \approx 40-50$ м. Но слишком большая осадка не всегда приемлема, например, на мелководье. Но уменьшение $F_{y\Sigma}$ имеет самостоятельное значение, например, для привязных буйев или буровых платформ. Поэтому авторами разработан принцип структурной компенсации волновых возмущений [9-11], на основе которого запатентованы волнстойкие формы МО [12], [13]. Сущность предложенных технических решений в том, что непосредственно под подошвой наибольшей расчетной волны располагается плоский или объемный пассивно-активный демпфер (ПАД), на котором формируется F_y^{iW} , нейтрализующая F_y^h . При этом по сравнению с традиционными формами $F_{y\Sigma}$ уменьшается в 4-6 раз. Типовая волнстойкая конструкция показана на фиг. 3, а. Для нее, если пренебречь взаимным влиянием колонны и ПАДа, можно получить

$$F_{y\Sigma} \approx F_{1y\Sigma} + \rho k A_0 V_2 [\exp -k(T + 0,5h_2)] [(1+k_{2y})(1+1,64h_2^2/\lambda^2) \cos \omega t + kA_0 [1 + (kh_2)^2/6] \exp[-k(T + 0,5h_2)] + A_0/h_2 \bar{C}_{y2} \sin \omega t] \quad (6.1)$$

где $F_{1y\Sigma}$ – суммарная сила на вертикальном цилиндре, определяющаяся по формуле (4.1), V_2, h_2 – объем и высота ПАДа, k_{2y}, \bar{C}_{y2} – коэффициенты присоединенных масс и демпфирования ПАДа.

Если силы присоса составного МО к поверхности компенсировать приемом балласта (или заранее предусматривать, что МО на волне подвсплывает) и пренебречь возмущающими силами демпфирующей природы как второстепенными, то $\min F_{y\Sigma}$ может быть достигнут нейтрализацией F_y^h на колонне силами F_{1y}^{iW} и F_{2y}^{iW} на колонне и ПАДе. При этом в соответствии с рекомендациями патента [12] из условий неоголения ПАДа при прохождении наибольшей расчетной волны $h_0 = 2A_0$ должно выполняться условие $T \geq 1,2 A_0 = 0,6h_0$, минимальная высота надводной части должна также быть не менее

1,2A₀, так что $h_1 \approx (1,2-1,3)h_0$. Крутизна волны $h/\lambda = 1/18-1/22$ для 3% обеспеченности и $1/10-1/12$ – для 1%. Поэтому в (4.1) величина $\alpha = T/\lambda$ будет $0,033 < \alpha < 0,06$. Для этих значений $(1 + 1,64\alpha^2) \approx 1$. Условие $\min F_{y\Sigma}$ принимает вид

$$s_{WL}[1 - 2\pi\alpha(1 + k_{1y})e^{-\pi\alpha}] \approx V_2(1 + k_{2y})e^{-2\pi\alpha} \exp(-\pi h_2 / \lambda) \quad (6.2)$$

Вместе с условием плавучести $\rho(s_{WL}T + V_2) = m_\Sigma$, где m_Σ – сумма всех грузов, которые имеет МО, (6.2) позволяет для расчетной длины волны найти s_{WL} и потребный объем ПАДа. Патент [12] дает выражение и для потребной площади плоского ПАДа.

Существенное отличие рекомендаций патента [12] от известных технических решений в том, что в нем:

– демпфер заглублен всего на 3–6 м, а не на 20–40 м, и подвергается активному воздействию волн, поэтому предложенные формы применимы и для мелководья;

– снято ограничение на малую s_{WL} . Она может быть такой, какая нужна по другим соображениям, например, размещения оборудования и плавучести; выбранные s_{WL} и λ^0 определяют требуемые площадь ПАД S_d и объем V_2 .

7. Составляющие опрокидывающего момента волн. Для задач уменьшения угловой качки буев, платформ и других МО или уменьшения нагрузки на стоящие на дне опоры полупогруженных оснований МО, актуальна задача уменьшения $M_{z\Sigma}$. Очень часто возмущающий момент от волны записывают в виде $M_z \approx M_z^h = g\rho V h k A_0 \alpha_\theta \sin \omega t$ и исследуют реакцию объекта по уравнению (5.2). Давно стали классическими слова Н.Е. Жуковского "Метацентрическая высота есть тот рычаг, за который волна раскачивает корабль", и чем h больше, тем резче качка. Но если учесть все возмущающие факторы, то окажется, что среди них есть члены, которые имеют знак, обратный M_z^h . Усилив эти члены за счет формы МО, можно добиться $\min M_{z\Sigma}$, что и реализовано в патенте [13].

Возмущающий момент от волны также включает статические и динамические составляющие. Статическая имеет два компонента:

1. От остойчивости формы (фиг. 3, в):

$$M_z'^h \approx g\rho k A_0 \alpha_{WL} J_{z's} \sin \omega t \quad (7.1)$$

где $J_{z's}$ – момент инерции площади ватерлинии относительно оси OZ' , лежащей в плоскости ватерлинии, параллельно O_1Z_1 . Для круга $J_{z's}^o = \pi r^4 / 8$, для прямоугольника $J_{z's}^{\square} = LB^3 / 12$.

2. От остойчивости нагрузки

$$M_z''^h \approx -g\rho k A_0 \alpha_{WL} V a \sin \omega t \quad (7.2)$$

где $a = y_G - y_c$ – возвышение центра масс G над центром плавучести C .

Динамическая составляющая момента сил давления определяется интегралом

$$M_{z,p} \approx \iiint_V \left(\frac{\partial p'_d}{\partial y} x_1 - \frac{\partial p'_d}{\partial x} y_1 \right) dV \quad (7.3)$$

Он учитывает изменение избыточных динамических давлений по вертикали и горизонтали в рамках объема тела. Значения градиентов p'_d приведены выше.

3. Момент от $\partial p'_d / \partial x y_1$ относительно оси OZ_1 с учетом приведенных выше разложений $\cos(kx + \omega t)$ и e^{ky} и свойств четности функции для симметричных объемов дает

$$M'_{z,p_d} \approx -g\rho k^2 A_0 e^{-1/2 kT} \alpha_{WL} J_{x,z,V} (1 + k^2 T^2 / 40) \sin \omega t \quad (7.4)$$

где $J_{x,z,V}$ – момент инерции погруженного объема относительно горизонтальной плоско-

сти $X_1O_1Z_1$, проходящей через центр плавучести. Для цилиндра $J_{x,z,v}^{\circ} = \pi r^2 T^3 / 12$, для параллелепипеда $J_{x,z,v}^{\square} = LB^3 T / 12$.

4. Момент от изменения p'_d с глубиной

$$M''_{z,p} \approx g\rho k^2 A_0 e^{-\frac{1}{2}kT} \kappa_{WL} J_{y,z,v} (1 + k^2 T^2 / 24) \sin \omega t \quad (7.5)$$

где $J_{y,z,v}$ – момент инерции погруженного объема относительно вертикальной плоскости $Y_1O_1Z_1$: $J_{y,z,v}^{\circ} = \pi r^4 T / 8$, $J_{y,z,v}^{\square} = LB^3 T / 12$.

5. Инерционный момент от взаимодействия погруженного объема с полем ускорений, которое тоже меняется по вертикали и горизонтали, определяется через $\ddot{\alpha}_{wa} = kA\omega^2 \sin \omega t$ (ускорение угла волнового склона) и имеет вид

$$M''_{z,p} \approx g\rho k^2 A_0 e^{-\frac{1}{2}kT} \kappa_{WL} \left[k''_{z_1} J_{y,z,v} \left(1 + \frac{k^2 T^2}{24} \right) - k'_{z_1} J_{x,z,v} \left(1 + \frac{k^2 T^2}{24} \right) \right] \sin \omega t \quad (7.6)$$

где k'_{z_1} и k''_{z_1} – коэффициенты присоединенных моментов инерции, которые для реальной жидкости должны определяться экспериментально. Их значения лежат в пределах 0,7–0,85.

6. Момент сил сопротивления (демпфирующий) от вращения угла волнового склона $\ddot{\alpha}_{wa}$ включает вязкое трение, вихреобразование, отрыв пограничного слоя и дифракцию волнового поля

$$M^d_{z,p} \approx g\rho k^2 A_0 e^{-\frac{1}{2}kT} \kappa_{WL} \bar{\Gamma}_{\omega}^d J_{z,v} \cos \omega t \quad (7.7)$$

где $\bar{\Gamma}_{\omega}^d$ – безразмерный коэффициент демпфирования, величина которого обычно не превосходит 0,5.

8. Общее выражение для опрокидывающего момента и способ его уменьшения. Если просуммировать все составляющие, получим

$$M_{z\Sigma} \approx g\rho k A_0 \kappa_w \left\{ \left[J_{z's} - Va - k(1 + k'_{z_1}) J_{x,z,v} \left(1 + \frac{k^2 T^2}{40} \right) e^{-\frac{1}{2}kT} + \right. \right. \quad (8.1) \\ \left. \left. + k(1 + k''_{z_1}) J_{y,z,v} e^{-\frac{1}{2}kT} \right] \sin \omega t + k \bar{\Gamma}_{\omega}^d J_{z,v} e^{-\frac{1}{2}kT} \cos \omega t \right\}$$

Для уменьшения $M_{z\Sigma}$ нужно нейтрализовать член перед $\sin \omega t$, так как демпфирующая составляющая сравнительно мала. Это возможно, так как выражение в квадратных скобках имеет положительные и отрицательные члены. Поскольку диапазон возможных $\alpha < T/\lambda < 0,06$, то членами $k^2 T^2 / 40$ и $k^2 T^2 / 24$ можно пренебречь. Тогда $\min M_{z\Sigma}$ будет при

$$J_{z's} - Va - k(1 + k'_{z_1}) J_{x,z,v} e^{-\frac{1}{2}kT} + k(1 + k''_{z_1}) J_{y,z,v} e^{-\frac{1}{2}kT} = 0 \quad (8.2)$$

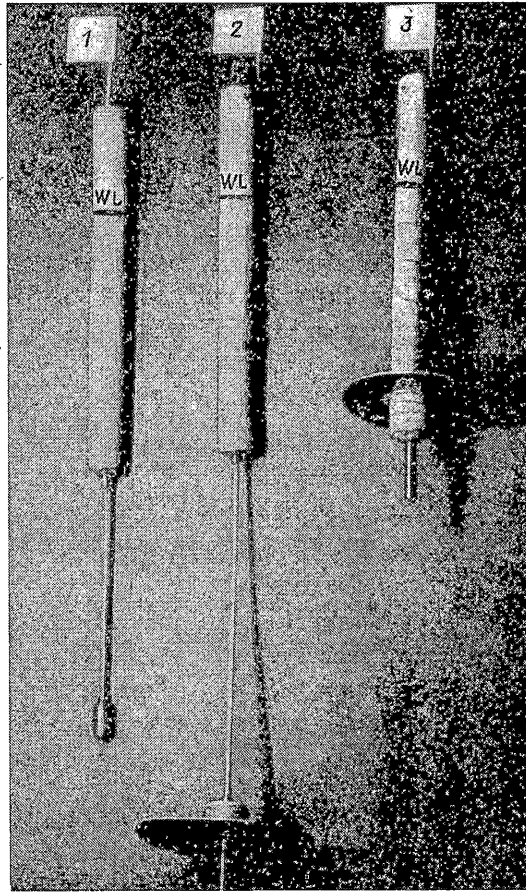
Введя $\varepsilon = a/T$ и используя выражения для моментов инерции, можно получить выражения для выбора оптимальных соотношений:

а) для вертикального кругового цилиндра

$$(T/r)_{\text{opt}} \approx \left\{ \left[1 + 2\pi(1 + k''_{z_1}) e^{-\pi\alpha} \right] / \left[8\varepsilon + 4,19\alpha(1 + k'_{z_1}) e^{-\pi\alpha} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (8.3)$$

б) для прямоугольного основания

$$(T/r)_{\text{opt}} \approx \left\{ \left[1 + 2\pi(1 + k''_{z_1}) e^{-\pi\alpha} \right] / \left[12\varepsilon + 2\pi(1 + k'_{z_1}) e^{-\pi\alpha} \right] \right\} \quad (8.4)$$



Фиг. 4

Патент [13] содержит семейство оптимизационных кривых для различного относительного возвышения $\epsilon = a/T$ центра масс над центром плавучести для случая $k'_{z1} = k''_{z1} = 0,8$.

Вообще же значения k'_{z1} и k''_{z1} для различных форм оснований необходимо уточнять экспериментально. Но главное здесь в том, что изменением формы и центровкой МО можно существенно уменьшить возмущающее воздействие волны.

9. Экспериментальная проверка принципа структурной компенсации волновых возмущений. Экспериментальная установка. Опыты проводились в бассейне $28 \times 4,5 \times 1,8$ м с буксировочной тележкой, волнопродуктором пластинчатого типа и волногасителем сливного типа. Волнопродуктор создавал волны в диапазоне $\lambda_m = 0,9-6$ м, $h_m = 0,10-0,30$ м и $T_m = 0,8-2,5$ с.

Для регистрации параметров волн были использованы 2 волномера (ВМ) кондуктометрического типа (2 струны длиной $\sim 0,6$ м, включенные в полумостовую схему тензоусилителя, работающего на частоте 10 КГц). Два ВМ, разнесенные на расстояние $\Delta l \approx 1$ м по ходу волны, позволяли определить все параметры создаваемых волн. Для визуализации качки, видео и фотосъемки использовалась координатная сетка с ячейками 10×10 см. Имелись также экспериментальные установки затухающей вертикальной и угловой качки, а также универсальная установка вынуж-

денной вертикальной качки с регистрацией действующих на модель сил. Они описаны в [14, 15]. Была также создана силоизмерительная установка, позволяющая записать синхронно с волной действующие на неподвижную модель силы.

Модели. В качестве моделей использовались

1. Вертикальные цилиндры $\phi = 40$ мм и $l = 400$ мм. Они выполнены из пенопласта; в нижней части в них заложен свинцовый балласт, так что цилиндры устойчиво плавают, примерно, наполовину погруженными в воду. Вверху и внизу цилиндров вмонтированы алюминиевые втулки с резьбой М6. Вдоль образующей – проволочные электроды – датчики погружения цилиндров в воду, с помощью которых может регистрироваться их относительная качка.

2. Плоские демпферы – алюминиевые диски $\phi = 120, 160, 220$ мм с кольцом $\phi = 40$ мм для одевания на цилиндры № 1. Общий вид цилиндров с этими демпферами показан на фиг. 4.

3. Объемные демпферы – пенопластовые диски $\phi = 120$ мм и $h = 40$ мм и стальные диски $\phi = 120$ мм и $h = 2$ и 4 мм, из которых может быть создан ПАД заданной плавучести и необходимой центровки. Их общий вид показан на фиг. 5.

4. Вертикальный цилиндр $\phi = 60$ мм и $h = 300$ мм.

5. Горизонтальный цилиндр $\phi = 90$ мм, $L = 900$ мм.

6. Модели судоподъемной платформы.

7. Модель буя с минимальной угловой качкой.

Для подтверждения принципа противофазности F_y^h и F_y^{iw} были проведены следующие опыты:

(а) на специальной установке [15] была проведена серия опытов по вынужденной качке глубоко погруженных горизонтальных цилиндров и тел вращения с синхронной записью действующих на них сил. Было установлено, что в условиях $F_y^h = 0$ сум-

марная сила $F_{y\Sigma} = \left[(F_y^{iw})^2 + (F_y^d)^2 \right]^{1/2}$ на плохообтекаемых телах зависит от частоты и амплитуды колебаний. При малых частотах демпфирующие силы F_y^d , которые пропорциональны $A\omega$, преобладают над инерционными F_y^{iw} , пропорциональными $A\omega^2$, и $F_{y\max}$ находится вблизи y_{\max} . В этом случае приближенно выполняется гипотеза квазистационарности. Но для частот, соответствующих частотам натуральных волн, $\omega > 0,8-1,1$ с⁻¹ определяющей становится F_y^{iw} , и наблюдается $F_{y\max}$ вблизи $y_{\max} = -A\omega^2$, т.е. противофазность силы и перемещения.

Следует заметить, что этот результат справедлив именно для поперечного нестационарного обтекания цилиндра, пластины. Если колебать пластину в ее плоскости, определяющей будет $F_y^d \sim (y)^2$, и $F_{y\max}$ будет идти почти в фазе с y .

(b) были проведены опыты по записи сил, действующих на горизонтальный цилиндр $\phi = 90$ мм, $L = 900$ мм, расположенный на глубине $h = 200$ мм при генерации волн в бассейне. Было установлено, что при длинных волнах $\lambda = 5-8$ м и $T = 2-3$ с преобладают F_y^d , и $F_{y\max}$ опережает $y_{W\max}$ на $70-80^\circ$. При короткой волне с $T = 0,8-1,0$ с это опережение составляет уже $160-170^\circ$, что также подтверждает принцип противофазности.

(с) был проделан аналогичный опыт с вертикальным полупогруженным цилиндром $\phi = 60$ мм и $l = 300$ мм. Здесь $F_{y\Sigma}$ практически следовала за волной, и это полностью соответствует формуле (4.1), так как для вертикального цилиндра F_y^{iw} и F_y^d малы по сравнению с F_y^h . Осталось соединить вертикальный и горизонтальный цилиндры жесткой связью и произвести замер сил на этой связке.



Фиг. 5



Фиг. 6

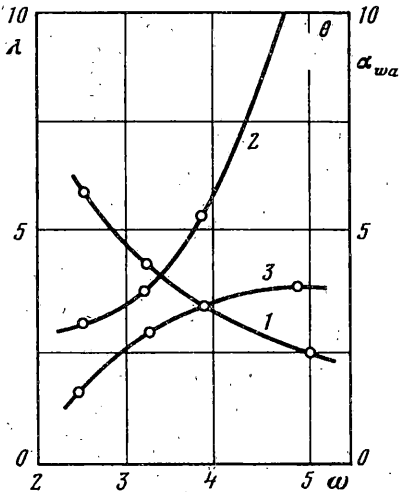
Эксперимент показал, что суммарная сила на составной конструкции меньше по модулю, чем на каждой части в отдельности. Но $F_{y\max}$ сдвинулся к $y_{W\max}$. Кроме того, эксперимент показал, что $F_{y\pm}(t)$ несимметрична – модуль силы вверх больше модуля силы, действующей вниз, так как имеет место сила присоса тел к поверхности (это наблюдалось в опытах и с одиночными телами). Тем самым экспериментально была подтверждена справедливость структуры (6.1) и возможность с помощью ПАДа уменьшать суммарное воздействие волны на полупогруженную конструкцию. А конструкция из вертикального полупогруженного цилиндра и цилиндра горизонтального – это элемент плавучей буровой платформы.

(d) сравнительные опыты по качке цилиндров без демпферов и с демпферами (фиг. 4). Эти цилиндры с помощью дополнительного балласта нагружались так, что плавали примерно с одинаковой осадкой. Цилиндр № 1 не имел демпфера, № 2 – имел большой глубокопогруженный плоский демпфер $\phi = 220$ мм (аналог вехи Фруда), а № 3 имел демпферы с $\phi = 120$ или 160 мм, которые имели возможность перемещаться по цилиндру и закрепляться на нужной глубине. Опыты с этими цилиндрами показали, что: цилиндр № 1 практически отслеживал волну, а на некоторых частотах имел коэффициент динамичности $Ah/A_0 > 1$, цилиндр № 2 (веха Фруда) хорошо противостоит волне на всех частотах колебаний, цилиндр № 3 с высоко поднятым демпфером меньших размеров на малых частотах в значительной степени следует за волной, что говорит о недостаточной эффективности ПАДа на пологих волнах; на больших частотах (при $T = 0,8-0,9$ с) цилиндр с ПАДом начинает вести себя не хуже модели вехи Фруда. Аналогичные опыты были проведены с цилиндром, снабженным объемным демпфером и комбинацией плоского и объемного демпфера. Во всех случаях качественно получался аналогичный результат: при малой крутизне волны kA_0 буй с ПАДом в значительной степени отслеживает волну, а при большой ее крутизне динамическое контрвоздействие ПАДа стабилизирует буй. И чем ближе ПАД к поверхности, тем он эффективнее. Поэтому принцип пассивно-активной стабилизации эффективен на сравнительно больших частотах и амплитудах, которые, как правило, являются расчетными для морских объектов. На пологих длиннопериодных волнах ПАД менее эффективен, но сами эти волны обычно опасности не представляют.

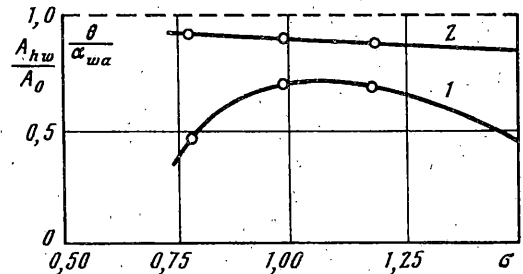
(e) эксперимент с моделями судоподъемной платформы. На основе патента [12] авторами была разработана модель волнстойкой судоподъемной платформы. Она включала 4 колонны особого профиля и горизонтальные понтоны соответствующего объема и конфигурации. Было изготовлено несколько вариантов таких платформ, которые подверглись сравнительным испытаниям по качке на волнении. Первоначально колонны были цилиндрические. В последующем они были усовершенствованы и выполнены либо из кубических модулей, либо более сложной формы. Такие формы колонн увеличивают инерционно-волновую силу и качество самостабилизации. Эксперименты с такими платформами дали очень обнадеживающие результаты. На длинных волнах платформа частично вовлекается волной в колебания, а на крутых коротких волнах платформа начинает активно сопротивляться волне. Волна ее колонны или накрывает, или оголяет, но сама платформа стоит как привязанная, практически не имея ни вертикальной, ни угловой качки. Это наглядно демонстрирует фиг. 6. На ней сфотографирован момент качки модели отсека судна и самостабилизации моделей платформ.

(f) исследование качки модели буя с малой угловой качкой. Этот буй имел простейшую форму кругового цилиндра диаметром 16 см, высотой 20 см и осадкой 12 см. Он был выполнен из пенопласта и металлических дисков того же диаметра, служащих для соответствующего расположения центра масс.

Моделей было изготовлено две: одна – чисто круговой цилиндр, другая – тот же цилиндр с плоским кольцевым демпфером с $\phi = 26$ см, располагающемся на удалении от поверхности на $1/2$ осадки.



Фиг. 7



Фиг. 8

Параметры буя без демпфера: осадка $T = 12$ см, $V_0 = 2413$ см³, $z_c = 1/2 T = 6$ см, $z_g = 6,23$ см, $J_{x,z,V} = 28950$ см⁵, $J_{y,z,V} = 19300$, $J_{z,z,V} = 19300$ см⁵, $J_{z,V} = J_{x,z,V} + J_{y,z,V} = 48260$ см⁵. Момент инерции масс относительно центральной оси OZ_1 , проходящей через $z_c = 1/2 T$, $J_{z,m} = 46470$ см².

Параметры буя с кольцевым демпфером: $T = 12,5$ см, $V_0 = 2513$ см³, $z_c = 6,25$ см, $z_g = 6,2$ см, $J_{y,z,V} = 20100$ см⁵, $J_{x,z,V} = 32730$ см⁵, $J_{z,V} = 52830$ см⁵, момент инерции масс относительно центральной оси OZ_1 , проходящей через $z_c = 1/2 T$, $J_{z,m} = 46530$ г · см².

Все эти параметры получены расчетом, взвешиванием, а z_g — балансировкой на острие ножа и кренованием.

С этими моделями были вначале проведены опыты по затухающей угловой качке. Модель была оборудована безынерционным электрическим датчиком угловых колебаний (ДУК). Он представлял собой небольшой пластмассовый цилиндр $\phi = 20$ мм, $h = 50$ мм частично заполненный слабым электролитом. В него опущены 2 электрода, включенные в полумостовую схему тензоусилителя, работающего на частоте 10 кГц. ДУК¹ обеспечивает линейность измерения угла до $\theta = 20^\circ$.

Методика опытов. Модели тонкими лесками были растянуты между стенками бассейна, чтобы затруднить их вращение вокруг вертикальной оси и ухода из плоскости измерением параметров вынужденной качки при пуске волнопродуктора. Эти лески не препятствовали вертикальной качке и качке в плоскости работы ДУКа. Созданием кренящего момента измерялся угол крена и определялся коэффициент восстанавливающего момента $\partial M_\theta / \partial \theta$. Затем проводились опыты по затухающей качке, которая идентифицировалась уравнениями:

$$\begin{aligned} (J_{zm} + \lambda_{44})\ddot{\theta} + N_\theta \dot{\theta} + (\partial M_\theta / \partial \theta)\theta &= 0, \quad \theta(0) = \theta_0 \\ \dot{\theta} + 2r\dot{\theta} + n_\theta^2 &= 0, \quad \dot{\theta}(0) = 0 \\ \bar{r}_\omega &= N_\theta / 2(J_{zm} + \lambda_{44}), \quad n_\theta^2 = (\partial M / \partial \theta) / (J_{zm} + \lambda_{44}) \end{aligned} \quad (9.1)$$

Обработка результатов выполнялась через размахи затухающих колебаний в осях $\ln|\theta_0 - \theta_{0,5}| / |\theta_k - \theta_{k+1}|$ и t по методике [15]. Обработка показала, что процесс зату-

¹ Изготовлен был инж. Ермошем В.К. Им же при участии инж. Волкова С.И. и авторов проведены опыты.

хания в диапазоне $|\theta| < 15^\circ$ вполне удовлетворительно следует линейному уравнению (9.1). Это позволило найти коэффициент демпфирования r_ω . На основе определенного из опыта периода T затухающих колебаний и связи $n_\theta^2 = (2\pi/T)^2 + r_\omega^2$ находится $\lambda_{44} = (\partial M_\theta / \partial \theta) / n_\theta^2 - J_{zm}$, а затем коэффициент присоединенного момента инерции $k_{44} = \lambda_{44} / \rho J_{zV}$. Результаты эксперимента по бую без демпфера и с демпфером приводятся ниже $\partial M_\theta / \partial \theta$ $1,04 \cdot 10^6$ и $1,72 \cdot 10^6$ дин · см/рад, $r_\omega = 0,28$ и $0,65$ с⁻¹, $k_{44} = 0,91$ и $2,29$, $n_\theta = 3,39$ и $3,19$ с⁻¹. Как видно из этих данных, частоты собственных колебаний бую без демпфера и с демпфером отличаются на 6%, а по коэффициентам демпфирования и присоединенному моменту инерции это различие более чем вдвое.

Далее с этими буюми были проведены опыты по качке с синхронной регистрацией на осциллографе параметров создаваемых волн, углов крена и относительного погружения – всплытия бую в волне. Для этой цели бую был оборудован также и датчиком вертикальных перемещений (ДВП). Амплитуда колебаний волнопродуктора не менялась, менялась только частота от 2,55 до 4,95 с⁻¹. За счет этого изменялась длина волны и ее крутизна. На фиг. 7 для бую с демпфером показаны полученные значения длин волн (кривая 1), амплитуд углов волнового склона $\alpha_{wa} = 57,3 kA_W^0$ (кривая 2) и амплитуд углов крена θ_{max} (кривая 3) как функции частоты волны. На фиг. 8 в функции относительной частоты $\sigma = \omega/n_\theta$ показаны коэффициенты динамичности угловой (кривая 1) и вертикальной качки A_n/A_0 (кривая 2). Анализ этих кривых показывает, что бую во всем диапазоне частот практически отслеживает волну по вертикали, имея на 5–10% меньшие вертикальные перемещения, чем амплитуда волны. Что касается угловой качки, то коэффициент ее динамичности во всем диапазоне частот (в том числе при $\omega = n_\theta$) меньше 1. На резонансной частоте он равен 0,67. Достигнуто это существенным уменьшением возмущающего момента волны за счет особого отношения диаметра к осадке, центровки и разгружающего влияния демпфера. Если исходить из "укороченного" уравнения (9.1), то на резонансной частоте $\omega = n_\theta$ коэффициент динамичности должен быть равен $n_\theta/2r_\omega$, что составляет 2,85. Эксперимент же дает его значение в 4,25 раз меньшее. Это говорит о том, что укороченные уравнения дают огромную погрешность, не говоря уже о том, что совершенно исказили физику воздействия волны на тело.

Если же использовать экспериментально определенные коэффициенты присоединенной инерции и демпфирования, то структура возмущающего момента от волны на неподвижное тело должна иметь вид

$$M_{z\Sigma} \approx \rho V h k A_{\kappa_{WL}} \sin \omega t - g k^2 A_{\kappa_{WL}} (1 + k_{44}) J_{zV} e^{-\pi T/\lambda} \sin \omega t + g k^2 A_{\kappa_{WL}} e^{-\pi T/\lambda} \bar{r}_\omega J_{zV} \cos \omega t = \rho k A_{\kappa_{WL}} V \left\{ [h - k e^{-\pi T/\lambda} (1 + k_{44}) i_{zV}^2] \sin \omega t + k \bar{r}_\omega e^{-\pi T/\lambda} i_{zV}^2 \cos \omega t \right\} \quad (9.2)$$

где $i_{zV}^2 = J_{zV}/V$ – квадрат радиуса инерции объема V , $\bar{r}_\omega = N_\theta / (\omega \rho J_{zV})$ – безразмерный коэффициент демпфирования угловых колебаний, h – метацентрическая высота, $\kappa_{WL} \approx 1 - (kr)^2/24$ – редуцированный коэффициент, учитывающий кривизну ватерлинии (для параметров лабораторных волн $\lambda = 1-6$ м и радиуса бую $r = 8$ см, $1 > \kappa_{WL} > 0,98$).

Уравнение вынужденных угловых колебаний бую с правой частью (9.2) будет

$$(J_{zm} - k_{44} \rho J_{zV}) \ddot{\theta} + \bar{r}_\omega \omega \rho J_{zV} \dot{\theta} + \rho V h \theta = \rho k A_{\kappa_{WL}} V \left\{ [h - k e^{-\pi T/\lambda} (1 + k_{44}) i_{zV}^2] \sin \omega t + k \bar{r}_\omega e^{-\pi T/\lambda} i_{zV}^2 \cos \omega t \right\} \quad (9.3)$$

Уравнение это приводится к виду

$$\ddot{\theta} + 2r_{\omega}\dot{\theta} + n_{\theta}^2\theta = a \sin \omega t + b \cos \omega t \quad (9.4)$$

$$2r_{\omega} = \bar{r}_{\omega} \omega / (J_{zm} / \rho J_{zV} + k_{44}), \quad n_{\theta}^2 = gh / i_{zV}^2 (J_{zm} / \rho J_{zV} + k_{44})$$

$$a = \frac{gk_{44} \alpha_{WL} [h - ke^{-\pi T / \lambda} (1 + k_{44}) i_{zV}^2]}{i_{zV}^2 (J_{zm} / \rho J_{zV} + k_{44})} \quad (9.5)$$

$$b = gk^3 \alpha_{WL} \bar{r}_{\omega} e^{-\pi T / \lambda} / (J_{zm} / \rho J_{zV} + k_{44})$$

Следует иметь в виду, что безразмерные коэффициенты \bar{r}_{ω} , \bar{r}_y , k_{22} и k_{44} зависят от безразмерной частоты колебаний $\bar{\sigma} = \omega(l/g)^{1/2}$, где l – характерный линейный размер МО, или специфические числа Рейнольдса $Re = A\omega l/\nu$. При $Re > 10^5$ они асимптотически выходят на свои натурные значения. При этом k_{22} и k_{44} для реальной вязкой жидкости при знакопеременных ускорениях не равны своим значениям для идеальной жидкости, они на 15–20% меньше. Как показали специально поставленные эксперименты [15] для колеблющегося на глубине более 2 диаметров цилиндра для Re , соответствующего натуре $k_{22} \rightarrow 0,76$, теоретически его значение равно единице.

Весьма показательным сравнение в числах полных и "укороченных" уравнений для угловых колебаний модели буя с демпфером и без него, составленных с использованием экспериментально определенных коэффициентов для частот, близких к резонансным.

Для буя с демпфером при $\lambda = 435$ см, $\omega = 3,25$ с⁻¹, $A_0 = 10$ см, $\bar{r}_{\omega} = 1,31$, $k_{44} = 2,29$ и $h = 0,7$ см, $i_{zV}^2 = 21$ см²:

$$\ddot{\theta} + 1,34\dot{\theta} + 10,3\theta = -0,52 \sin 3,25t + 0,81 \cos 3,25t \quad (9.6)$$

$$\ddot{\theta} + 1,34\dot{\theta} + 10,3\theta = 1,47 \sin 3,25t \quad (9.7)$$

Для буя без демпфера при $\lambda = 410$ см, $\omega = 3,4$ с⁻¹, $A_0 = 10$ см, $\bar{r}_{\omega} = 0,31$, $k_{44} = 0,91$, $h = 0,44$ см и $i_{zV}^2 = 20$ см²:

$$\ddot{\theta} + 0,56\dot{\theta} + 11,5\theta = 0,158 \sin 3,4t + 0,35 \cos 3,4t \quad (9.8)$$

$$\ddot{\theta} + 0,56\dot{\theta} + 11,5\theta = 1,75 \sin 3,4t \quad (9.9)$$

Сопоставление этих уравнений позволяет сделать следующие выводы:

- учет инерционно-волнового члена в выражениях (9.2) и (9.5) существенно разгружает действие главного (по старым представлениям) возмущающего члена. Для буя без демпфера член перед $\sin \omega t$ в полном уравнении (9.8) уменьшен в 11 раз по сравнению с укороченным уравнением (9.9);

- при излишне большом демпфере совместное действие статического возмущающего момента от наклона ватерлинии и инерционно-волновых моментов от ускорения ее вращения и изменения в волновом поле давлений может привести к инверсии знака перед $\sin \omega t$, что и имеет место в (9.6);

- неглубоко погруженный демпфер имеет двоякую роль в уменьшении качки: с одной стороны, он существенно увеличивает инерционность объекта ($J_{zm} + k_{44}\rho J_{zV}$) и его сопротивляемость качке N_{θ} , а с другой – разгружает действие статического возмущающего момента. И именно радикальным уменьшением суммарного возмущающего момента объясняется тот факт, что даже на резонансной частоте коэффициент динамичности у наших буюв меньше единицы;

– при правильной структуре $M_{z\Sigma}$ и нейтрализации M_z^h и M_z^{iv} возрастает удельная роль возмущающего момента демпфирующей природы;

– когда на основе укороченных уравнений строят амплитудно- и фазо-частотные характеристики МО, то возможны ошибки даже качественного характера: фактический член перед $\sin\omega t$ может быть на порядок меньше или даже изменить знак, а член перед $\cos\omega t$ оказывается значимым.

Таким образом, в данной статье изложены теоретические основы нового способа существенного уменьшения возмущающих сил и моментов, действующих на полупогруженные морские объекты. Принципиальная новизна способа в том, что он позволяет достаточно простым изменением формы подводной части объекта на порядок уменьшить возмущающее воздействие волны и тем самым радикально уменьшить качку или расчетные усилия на опоры морских объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берто Г.О. Океанологические буи. Л.: Судостроение, 1979. 215 с.
2. Холодильн А.Н., Лисагогор О.И. Устройство для уменьшения вертикальной качки плавучих конструкций: А/с СССР № 1108041 // Б.И. 1984. № 30. С. 55.
3. Dlohm, Voss A.G. Stabilizing semi-submersible structures: Пат. Jam FRG № 214596 // Б.И. 1985. № 4.
4. Korhut, Mehmet D. Semi-submersible drill barge: Pat. Jam. USA № 4015552 or 5.04.77.
5. Ньюмен Дж. Морская гидромеханика. Л.: Судостроение, 1985. 367 с.
6. Крылов А.Н. Качка корабля // Собр. тр. Т. 11. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1951. 469 с.
7. Хаскинд М.Д. Гидродинамическая теория качки. М.: Наука, 1973. 327 с.
8. Благовещенский С.Н. Качка корабля. Л.: Судпромгиз, 1954. 520 с.
9. Razumeenko J., Pylnev J.K. The analysis of the surface wave effect on buoyant semi-submerquet constructions of complex shape // Abstracts Intern. session work stop. "Laboratory modelling of dynamic processes in ocean." USSR. Acad. Sci. Vladivostok, 1991.
10. Razumeenko J.V. Principles of wave, disturbance effect on semi-submerquet bodies structural compensation // Abstracts intern. work shop. Laboratory modelling of dynamic processes of the ocean. The Russian Acad. Sci. St.-Petersburg, 1992.
11. Пыльнев Ю.В., Разумеенко Ю.В. Принцип структурной компенсации волновых возмущающих воздействий на полупогруженные морские сооружения // Тез. докл. XXXVI Крыловских чтений. 1993. СПб.: Изд-во ВНТО Судостроителей, 1993.
12. Разумеенко Ю.В., Пыльнев Ю.В. Полупогруженное основание морских сооружений: Патент России № 2011599 с приоритетом от 08.07.91.
13. Разумеенко Ю.В., Быков Л.В., Карлинский С.Л. Полупогруженное основание морских сооружений: Патент России № 49 с приоритетом от 21.12.92.
14. Пыльнев Ю.В., Разумеенко Ю.В. Исследование затухающих колебаний глубокопогруженного поплавка специальной формы в однородной и стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. МТТ. 1991. № 4. С. 71–79.
15. Разумеенко Ю.В. Вопросы переноса гидродинамических коэффициентов, определенных методами затухающих колебаний, на колебания вынужденные, или воздействие волн на подводные технические объекты (ПТО) // Изв. РАН. МТТ. 1993. № 1. С. 197–207.

С.-Петербург

Поступила в редакцию
22.XI.1994