Прикладная механика и техническая физика, 1996, т. 37, № 5

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ АМФИБИЙНЫХ СУДОВ НА ВОЗДУШНОЙ ПОДУШКЕ В БИТОМ ЛЬДУ

УДК 624.124:532.595

В. М. Козин, А. В. Милованова

Институт машиноведения и металлургии ДВО РАН, 681005 Комсомольск-на-Амуре

Открытые сравнительно недавно ледокольные качества амфибийных судов на воздушной подушке (СВПА) [1] обусловливают необходимость решения ряда новых прикладных задач [2]. Одним из перспективных методов разрушения льда с помощью СВПА считается резонансный [2], реализация которого происходит на скоростях с максимальным волновым сопротивлением. В связи с этим актуальной становится проблема определения волнового сопротивления СВПА в ледовых условиях. При отсутствии льда данная задача теоретически решена для движения судна по глубокой и мелкой воде [3, 4], в канале [5] и с ускорением [6]. В настоящей работе рассматривается стационарная задача о волновом сопротивлении СВПА в битых льдах.

1. Пусть по бесконечной области, покрытой битым льдом, перемещается с постоянной скоростью u заданная система поверхностных давлений СВПА. В соответствии с принципом обратимости движения предположим, что к свободной поверхности жидкости, покрытой битым льдом и имеющей при $x \to \infty$ скорость $-u$, приложена нагрузка $q(x,y)$. Неподвижная относительно судна система координат располагается следующим образом: плоскость xOy совпадает с невозмущенной поверхностью раздела лед — вода, ось x направлена в сторону движения судна, ось z — вертикально вверх. Предполагается, что вода — идеальная несжимаемая жидкость плотности ρ_2. Битый лед представляется в виде плавающих масс, не связанных между собой, при этом силы взаимодействия между отдельными льдинами не учитываются, а их размеры предполагаются достаточно малыми по сравнению с длиной волны, так что не происходит изгиба льдин [7]. Данный подход, как показывают натурные испытания [2], вполне оправдан при решении вопросов, связанных с изучением ходкости СВПА во льдах, разрушенных резонансным способом.

Используется предположение о сплошности области, покрытой битым льдом [7], при этом поверхностная плотность, которая совпадает с массой плавающих частиц на единице поверхности, задается непрерывной функцией

$$m(x,y) = \rho_1 h \equiv \rho_1^0 s(x,y) h(x,y), \tag{1.1}$$

где ρ_1^0 — физическая плотность льда; $s(x,y)$ — безразмерная функция сплоченности льда [7] ($0 \leqslant s \leqslant 1$); $h(x,y)$ — толщина льда. Для упрощения задачи в дальнейшем предполагается, что h и s — величины постоянные.

В принятой системе координат потенциал скорости возмущенного движения жидкости $\varphi(x,y,z)$ должен удовлетворять уравнению Лапласа $\Delta\varphi = 0$ и линеаризованным граничным условиям:

$$z = 0\colon\ \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} - \mu\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{g}{u^2}\frac{\partial\varphi}{\partial z} + \frac{\rho_1 h}{\rho_2}\frac{\partial^3\varphi}{\partial z\partial x^2} = \frac{1}{\rho_2 u}\frac{\partial q}{\partial x}, \tag{1.2}$$

$$z = -H\colon\ \frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0.$$

Здесь $\mu > 0$ — коэффициент рассеивающих сил [3, 8]; $H = H_1 - a$; H_1 — глубина водоема; $a = h\rho_1^0/\rho_2$ — глубина погружения льда при статическом равновесии. Для больших глубин, когда $H_1 \gg h$, можно считать $H \approx H_1$.

Согласно [3, 9], величина волнового сопротивления, действующего на СВПА, численно равна горизонтальной проекции равнодействующей сил давления на поверхности

$$R = \iint\limits_{(\Omega)} q(x,y)\frac{\partial w(x,y)}{\partial x}dxdy, \tag{1.3}$$

где Ω — область распределения нагрузки $q(x,y)$; $w(x,y)$ — деформация поверхности флотирующей жидкости, определяемая в линейной теории волн следующим образом [10]:

$$w(x,y) = \frac{u}{g}\left(\frac{\partial\varphi(x,y,z)}{\partial x}\right)\Big|_{z=0} - \frac{q(x,y)}{\rho_2 g} + \frac{u\rho_1 h}{\rho_2 g}\left(\frac{\partial^2\varphi(x,y,z)}{\partial x\partial z}\right)\Big|_{z=0}. \tag{1.4}$$

Искомый потенциал φ вычисляется по схеме, предложенной в [3]. Согласно [3, 9], функции $\varphi(x,y,z)$ и $q(x,y)$ представим в виде интегралов Фурье:

$$\varphi(x,y,z) = \frac{1}{4\pi^2}\int\limits_0^\infty kdk\int\limits_{-\pi}^{\pi}d\theta\iint\limits_{(\Omega)}(A\mathrm{e}^{-kz} + B\mathrm{e}^{kz})\exp\{ik[(x-x_0)\cos\theta +$$

$$+(y-y_0)\sin\theta]\}\,dx_0\,dy_0, \tag{1.5}$$

$$q(x,y) = \frac{1}{4\pi^2}\int\limits_0^\infty kdk\int\limits_{-\pi}^{\pi}d\theta\iint\limits_{(\Omega)}q(x_0,y_0)\exp\{ik[(x-x_0)\cos\theta + (y-y_0)\sin\theta]\}\,dx_0\,dy_0.$$

Здесь A и B — неизвестные функции переменных x_0, y_0, k, θ, подлежащие определению.

Подстановка (1.5) в граничные условия (1.2), применение теории вычетов и последующий предельный переход при $\mu \to 0$ [3, 8] позволяют получить функцию потенциала $\varphi(x,y,z)$. Показано, что волновое сопротивление системы поверхностных давлений определяется только частью потенциала, которая при докритических скоростях движения ($u < \sqrt{gH}$) имеет вид

$$\varphi(x,y,z) = -\frac{1}{2\pi\rho_2 u}\iint\limits_{(\Omega)}q(x_0,y_0)dx_0dy_0\int\limits_{\lambda_0}^{\infty}\frac{\mathrm{ch}(\lambda(z+H))}{\mathrm{ch}(\lambda H)}\times$$

$$\times\frac{\cos\left[(x-x_0)\sqrt{\nu\lambda\,\mathrm{th}(\lambda H)/(1+\rho_1 h\lambda\,\mathrm{th}(\lambda H)/\rho_2)}\right]}{\sqrt{\lambda^2 - \nu\lambda\,\mathrm{th}(\lambda H)/(1+\rho_1 h\lambda\,\mathrm{th}(\lambda H)/\rho_2)}\,(1+(\rho_1/\rho_2)h\lambda\,\mathrm{th}(\lambda H))}\times$$

$$\times\cos\left[(y-y_0)\sqrt{\lambda^2 - \nu\lambda\,\mathrm{th}(\lambda H)/(1+\rho_1 h\lambda\,\mathrm{th}(\lambda H)/\rho_2)}\right]\lambda\,d\lambda, \tag{1.6}$$

где $\nu = g/u^2$; λ_0 — решение трансцендентного уравнения $\nu\mathrm{th}(\lambda H) = \lambda(1 + (\rho_1/\rho_2)h\lambda\mathrm{th}(\lambda\mathrm{H}))$.

При критических и сверхкритических скоростях движения ($u \geqslant \sqrt{gH}$) в выражении для потенциала (1.6) величина λ_0 заменяется нулем.

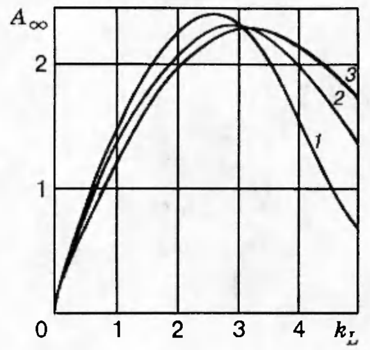

Рис. 1

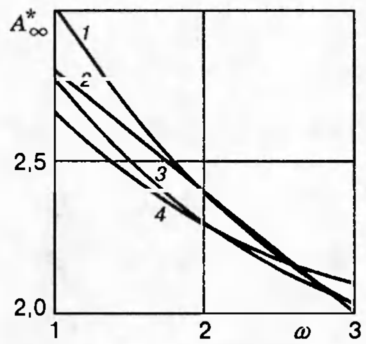

Рис. 2

2. В случае бесконечно глубокой жидкости ($H = \infty$) зависимость (1.6) упрощается. С учетом (1.3), (1.4) формула для волнового сопротивления прямоугольной системы постоянных давлений ($q(x,y) = q_0 \equiv \mathrm{const}$), перемещающейся по поверхности битого льда, принимает вид

$$R_\infty/D = A_\infty q_0/(\rho_2 g L). \tag{2.1}$$

Здесь

$$A_\infty(k_L,\omega,\alpha) = \frac{8\omega}{\pi}\int\limits_\beta^\infty \sin^2\Big(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{k_L\lambda}{1+\alpha\lambda}}\Big)\sin^2\Big(\frac{1}{2\omega}\sqrt{\lambda^2-\frac{k_L\lambda}{1+\alpha\lambda}}\Big)\Big(\lambda^2-\frac{k_L\lambda}{1+\alpha\lambda}\Big)^{-3/2}\lambda d\lambda;$$

$k_L = gL/u^2$; $D = q_0LB$; L и B — длина и ширина воздушной подушки; $\omega = L/B$ — ее удлинение; $\alpha = \rho_1 h/(\rho_2 L)$ — безразмерный параметр, характеризующий сплоченность льда и его толщину; β — решение квадратного уравнения $\lambda(1+\alpha\lambda) = k_L$.

Необходимо отметить, что в предельном случае, когда $h \to 0$ либо $\rho_1 \to 0 (s \to 0)$, формула (2.1) выходит на зависимость, полученную в [3] для «чистой» поверхности бесконечно глубокой жидкости.

Основные результаты численных расчетов по формуле (2.1) представлены на рис. 1, 2. Кривые *1–3* на рис. 1, соответствующие $\omega = 2$ и $\alpha = 0$; 0,045; 0,09, иллюстрируют влияние битого льда на коэффициент волнового сопротивления в зависимости от k_L. Видно, что с ростом α точка абсолютного максимума коэффициента A_∞ сдвигается в область более низких скоростей, а абсолютный максимум уменьшается. Кривые *1, 3, 4* на рис. 2 отражают зависимость от параметра ω абсолютного максимума коэффициента волнового сопротивления A^*_∞ при $\alpha = 0$; 0,045; 0,09 соответственно. Из анализа поведения кривых можно сделать вывод, что при движении СВПА по поверхности водоема бесконечно большой глубины влияние битого льда на волновое сопротивление судна незначительно. Для $\alpha \leqslant 0{,}09$ и $\omega = 1{,}5 \div 3{,}0$ абсолютный максимум коэффициента волнового сопротивления можно с погрешностью менее 7 % рассчитывать по следующей линейной зависимости (прямая *2* на рис. 2):

$$A^*_\infty = 3{,}2 - 0{,}4\omega. \tag{2.2}$$

3. Рассмотрим движение прямоугольной системы постоянного давления q_0 по поверхности водоема конечной глубины. В случае докритических скоростей ($u < \sqrt{gH}$) учет

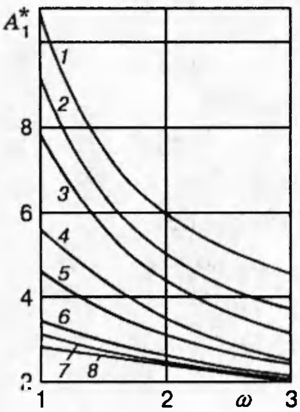

Рис. 3

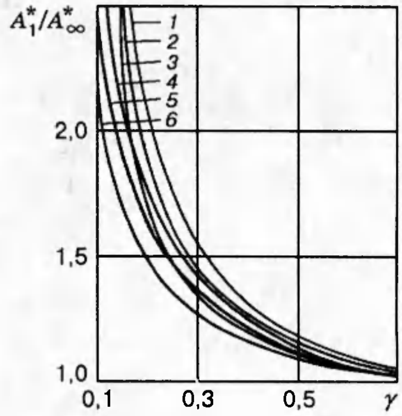

Рис. 4

формул (1.3)–(1.5) приводит к зависимости для волнового сопротивления прямоугольной системы постоянных давлений q_0 в битых льдах:

$$R/D = q_0 A_1/(\rho_2 g L). \tag{3.1}$$

Здесь

$$A_1(k_H, \omega, \gamma, \alpha) = \frac{8\omega\gamma}{\pi} \int\limits_{\tau_0}^{\infty} \sin^2\left(\frac{1}{2\gamma}\sqrt{\frac{k_H \tau \operatorname{th}\tau}{1 + \alpha\gamma^{-1}\tau \operatorname{th}\tau}}\right) \times$$

$$\times \sin^2\left(\frac{1}{2\omega\gamma}\sqrt{\tau^2 - \frac{k_H \tau \operatorname{th}\tau}{1 + \alpha\gamma^{-1}\tau \operatorname{th}\tau}}\right)\left(\tau^2 - \frac{k_H \tau \operatorname{th}\tau}{1 + \alpha\gamma^{-1}\tau \operatorname{th}\tau}\right)^{-3/2} \tau\, d\tau;$$

$\gamma = H/L$; $k_H = gH/u^2$; τ_0 — решение трансцендентного уравнения $k_H \operatorname{th}\tau = \tau(1 + \alpha\gamma^{-1}\tau \operatorname{th}\tau)$. При сверхкритических скоростях движения ($u \geqslant \sqrt{gH}$) формула (3.1) остается в силе, но с условием, что $\tau_0 = 0$.

Результаты численного исследования формулы (3.1) представлены на рис. 3 и 4. На рис. 3 показана зависимость A_1^* от удлинения ω для различных α и γ . Кривые *1–3* соответствуют $\gamma = 0{,}15$, $\alpha = 0$; 0,018; 0,045; *4* и *5* — $\gamma = 0{,}3$, $\alpha = 0$ и 0,045; *6* и *7* — $\gamma = 0{,}6$, $\alpha = 0$ и 0,045; *8* — зависимость (2.2). Видно, что с уменьшением относительной глубины γ влияние параметров α и ω на A_1^* усиливается.

На рис. 4 представлена зависимость относительной величины A_1^*/A_∞^* от γ , где коэффициенты A_1^* и A_∞^* взяты при одинаковых α и ω . Кривые *1–3* отвечают $\alpha = 0$ и $\omega = 1{,}67$; 2; 2,5; *4–6* — $\alpha = 0{,}045$ и $\omega = 1{,}67$; 2; 2,5. Видно, что с уменьшением глубины A_1^* резко возрастает и существенно превосходит A_∞^*. С увеличением γ значение A_1^*/A_∞^* стремится к единице.

Выполненные расчеты позволяют сделать вывод, что при относительной глубине водоема $\gamma \geqslant 0{,}8$ для расчета волнового сопротивления СВПА в битых льдах можно использовать формулу (2.2). С уменьшением глубины водоема абсолютный максимум коэффициента волнового сопротивления резко возрастает, а влияние битого льда усиливается.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Dutfild D. O., Dickins D. E.** Icebreaking trials with bell Aerospace Voyager A.C.V. // Canadien Aeronautics and Space J. 1974. V. 20, N 10. P. 471–474.
2. **Зуев В. А., Козин В. М.** Использование судов на воздушной подушке для разрушения ледяного покрова. Владивосток: Изд-во Дальневосточного ун-та, 1988.
3. **Большаков В. П.** Волновое сопротивление системы поверхностных давлений // Доклад на XIII научно-технической конференции НТО СП по теории корабля («Крыловские чтения»): Тр. НТО СП. Теория корабля. 1963. Вып. 49.
4. **Разработка** методов расчета сопротивления движению амфибийных СВП, движущихся по тихой воде в режиме на воздушной подушке // Техотчет ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова. 1983. Вып. 30020.
5. **Newman J. N., Poole F. A. P.** The wave resistance of a moving pressure distribution in a canal // Schiffstechnik. 1962. Bd 9, H. 45.
6. **Doctors L. J., Sharma S. D.** The wave resistance of an aircushion vehicle in steady and accelerated motion // J. Ship Research. 1972. V. 16, N 4. P. 248–260.
7. **Хейсин Д. Е.** Динамика ледяного покрова. Л.: Гидрометеоиздат, 1967.
8. **Сретенский Л. Н.** Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 1977.
9. **Основы** теории судов на воздушной подушке / Ю. Ю. Бенуа, В. К. Дьяченко, Б. А. Колызаев и др. Л.: Судостроение, 1970.
10. **Жевандров П. Н.** Корабельные волны на поверхности флотирующей жидкости // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1988. Т. 28, № 7. С. 1110–1115.

Поступила в редакцию 26/X 1992 г.,
в окончательном варианте — 21/VII 1995 г.