дами ∅0.2 *мм*. Разность уровней спирта в наклонном капиллярном канале ΔH определялась с помощью катетометра типа КМ-8 с погрешностью ±0.015 *мм*.

Поскольку числа Рейнольдса для жидкости невелики (R<10), коэффициент гидравлического сопротивления вычислялся по формуле $\lambda=2d(dP/dx)/\rho\langle V\rangle^2$, где $dP/dx=\rho g\Delta H/l$ (d — гидравлический диаметр капилляра, ρ — плотность жидкости, $\langle V\rangle$ — средняя скорость жидкости, g — ускорение силы тяжести, l — длина капилляра).

Результаты эксперимента, характеризующие зависимость отношения $\lambda/(64/R)$ от безразмерного параметра касательного напряжения трения $D=\tau h/\mu\langle V\rangle$, показаны на фиг. 2 ($\tau$ — касательное напряжение трения воздуха, h — глубина капиллярного канала, μ — коэффициент динамической вязкости жидкости). Точки *1*, *2* и *3* соответствуют значениям ΔH=6.3, 8.3 и 11.3 *мм*. Полные максимально возможные относительные погрешности в определении величин $\lambda/(64/R)$ и D составили 6 и 25% соответственно.

Полученные экспериментальные данные показывают, что с ростом касательного напряжения трения на свободной поверхности коэффициент гидравлического сопротивления при ламинарном течении жидкости в каналах треугольной формы значительно увеличивается. При этом экспериментальная зависимость в исследованном диапазоне чисел безразмерного параметра D практически линейна. Следует также отметить, что вплоть до скоростей воздуха 8 *м/сек* (R=3.9·10⁴) волн на поверхности жидкости визуальным наблюдением не обнаружено.

Поступила 26 IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hufschmidt W., Burck E., Cola G., Hoffmann H.* Der Einfluß der Scherwirkung des Dampfstromes auf den laminaren Flüssigkeitsstrom in Kapillaren von Wärmerohren. Wärme und Stoffübertragung, 1969, Bd. 2, H. 4. (Рус. перев.: Влияние касательных напряжений, возникающих при движении пара, на ламинарный поток жидкости в капиллярах тепловых труб. В кн. «Тепловые трубы». М., «Мир», 1972.)
2. *Preston J. H.* The determination of turbulent skin friction by means of Pitot tubes. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1954, vol. 58, No. 518. (Рус. перев.: Определение турбулентного поверхностного трения при помощи трубок Пито. Механика. Сб. перев. и обзоров иностр. период. лит-ры, 1955, № 6).
3. *Patel V. C.* Calibration of the Preston tube and limitations on its use in pressure gradients. J. Fluid Mech., 1965, vol. 23, pt 1.

УДК 532.593

К ТЕОРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАВАЮЩЕЙ ПЛАСТИНЫ

В. Ф. ВИТЮК

(Одесса)

Изучается воздействие колеблющегося участка дна на плавающий док, модулируемый пластиной, используется метод работы [1]. Показано, что опрокидывающий момент, действующий на док со стороны жидкости, будет максимальным при определенных значениях параметров, характеризующих размещение области возмущений дна и глубину бассейна.

Пусть на поверхности идеальной несжимаемой жидкости конечной глубины h расположена абсолютно жесткая пластина, занимающая область $y=h$, $|x|\leqslant a$, $-\infty<z<\infty$. Участок дна $y=0$, $b-d\leqslant x\leqslant a-d$, $-\infty<z<\infty$ совершает перемещение по закону

$$y=v(x)\,\mathrm{Re}[\exp i(kz-\omega t)]$$

где $v(x)$ — гладкая функция, малая по абсолютной величине ($|v(x)|\ll h$), а $d\in(0,\ b<a)$ определяет смещение зоны возмущений дна относительно правой кромки пластины.

Движение жидкости в рассматриваемом случае будет описываться потенциалом скорости $F(x,\ y,\ z,\ t)$, который определяется из краевой задачи (g — ускорение силы тяжести).

$$\Delta F(x,\ y,\ z,\ t)=0 \qquad (-\infty<x<\infty,\quad 0\leqslant y\leqslant h,\quad -\infty<z<\infty)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}+g\frac{\partial F}{\partial y}=0,\qquad y=h,\qquad |x|>a,\qquad -\infty<z<\infty$$

$$\frac{\partial F}{\partial y}=0, \qquad y=h, \qquad |x|\leqslant a, \qquad -\infty<z<\infty$$

$$\frac{\partial F}{\partial y}=\begin{cases}0, & -\infty<x<b-d, \quad a-d<x<\infty\\ -\omega v(x)\operatorname{Re}[i\exp i(kz-\omega t)], & b-d\leqslant x\leqslant a-d\end{cases}$$

$$y=0, \qquad -\infty<z<\infty$$

где $\partial F/\partial t$ ограничена в окрестности кромок пластины и на бесконечности, $F(x, y, z, t)$ отыскивается в виде

$$F(x, y, z, t)=\operatorname{Re}[\varphi(x, y)\exp i(kz-\omega t)]$$

Для функции $\varphi(x, y)$ записывается граничная задача, которая решается согласно методике, изложенной в работе [1].

В случае $2a\geqslant h$, т. е. в предположении, что ширина пластины порядка глубины жидкости, и $v(x)=\varepsilon\sin\pi(x-b+d)/c$ (ε — максимальное отклонение точек колеблющегося участка дна, $c=a-b$) выражение для $\varphi(x, y)$ в области $-a\leqslant x\leqslant a$ приобретает вид:

$-a\leqslant x<b-d$:

$$\varphi(x, y)=\Psi(x, y)+i\omega\left[\frac{V(ik)}{2kh}e^{kx}+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{V(i\mu_n)}{\mu_n h}e^{\mu_n x}\cos\frac{n\pi}{h}y\right]$$

$b-d\leqslant x\leqslant a-d$:

$$\varphi(x, y)=\Psi(x, y)+i\omega\varepsilon\left\{\sin\frac{\pi}{c}(x-b+d)\frac{\operatorname{ch}p(h-y)}{p\operatorname{sh}ph}+\right.$$

$$\left.+\frac{\pi}{c}\left[\frac{e^{-k(a-d-x)}+e^{k(b-d-x)}}{2khp^2}+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-\mu_n(a-d-x)}+e^{\mu_n(b-d-x)}}{\mu_n h(\mu_n^2+\pi^2/c^2)}\cos\frac{n\pi}{h}y\right]\right\}$$

$a-d<x\leqslant a$:

$$\varphi(x, y)=\Psi(x, y)+i\omega\left[\frac{V(-ik)}{2kh}e^{-kx}+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{V(-i\mu_n)}{\mu_n h}e^{-\mu_n x}\cos\frac{n\pi}{h}y\right]$$

$$\Psi(x, y)=\beta\left\{e^{-ka}\left[\frac{\Phi_+(ik)e^{kx}+\Phi_-(-ik)e^{-kx}}{2kh}\right]+\right.$$

$$\left.+\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\frac{e^{-\mu_n a}}{\mu_n h}[\Phi_+(i\mu_n)e^{\mu_n x}+\Phi_-(-i\mu_n)e^{-\mu_n x}]\cos\frac{n\pi}{h}y\right\}$$

$$\Phi_\pm(\alpha)=K_\pm(\alpha)\left\{e^{-ka}\frac{K_+(ik)}{2kh(ik\pm\alpha)}\left[i\beta\frac{G_-(ik)\mp G_+(ik)}{2}e^{-ka}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\omega V(\mp ik)\right]-\omega\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\frac{K_+(i\mu_n)V(\mp i\mu_n)e^{-\mu_n a}}{\mu_n h(i\mu_n\pm\alpha)}\right\}$$

$$G_\mp(ik)=\frac{i4k^2\omega K_+(ik)}{4k^2h\mp\beta e^{-2ka}K_+^2(ik)}\left\{\frac{K_+(ik)e^{-ka}}{4k^2}[V(-ik)\pm V(ik)]+\right.$$

$$\left.+\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\frac{K_+(i\mu_n)e^{-\mu_n a}}{\mu_n(\mu_n+k)}[V(-i\mu_n)\pm V(i\mu_n)]\right\}, \qquad p=\left(k^2+\frac{\pi^2}{c^2}\right)^{1/2}$$

$$V(\alpha)=-\frac{\varepsilon\pi}{c}\frac{e^{i\alpha(a-d)}+e^{i\alpha(b-d)}}{\alpha^2-\pi^2/c^2},\qquad \mu_n=\left(k^2+\frac{n^2\pi^2}{h^2}\right)^{1/2}$$

$$K_+(\alpha)=i\left(\frac{h}{\beta}\right)^{1/2}\frac{k-i\alpha}{\alpha+\delta}\frac{\rho_0}{h}\prod_{n=1}^{\infty}\frac{(1+k^2h^2/n^2\pi^2)^{1/2}-i\alpha h/n\pi}{(1+k^2h^2/\rho_n^2)^{1/2}-i\alpha h/\rho_n}$$

$$K_-(\alpha)=K_+(-\alpha),\qquad \beta=\frac{\omega^2}{g},\qquad \rho_0^2=h^2(\delta^2+k^2)$$

Здесь $\pm\rho_0/h$ и $\pm i\rho_n/h$ $(n=1, 2,...)$ — корни уравнения $\rho\,\mathrm{sh}\,\rho h-\beta\,\mathrm{ch}\,\rho h=0$, причем $\rho_n=n\pi+\beta h/n\pi$ при $n\gg1$.

Давление жидкости под пластиной и момент силы давления, действующий на элемент пластины единичной длины в направлении оси z, определяется формулами [2, 3]

$$P(x,y,z,t)=-\rho\frac{\partial}{\partial t}[\varphi(x,y)\exp i(kz-\omega t)]-\rho g y$$

$$M=\int_{-a}^{a}xP(x,h,z,t)\,dx$$

Выражение для M в рассматриваемом случае имеет вид

$$M(d,h,z,t)=-\omega\rho\sqrt{A^2+B^2}\sin(kz-\omega t-\varepsilon_0)$$

$$A=\int_{-a}^{a}x\,\mathrm{Re}[\varphi(x,h)]\,dx,\qquad B=\int_{-a}^{a}x\,\mathrm{Im}[\varphi(x,h)]\,dx$$

$$\varepsilon_0=\mathrm{arctg}\frac{B}{A}$$

При заданной глубине жидкости h величина d_*, соответствующая максимальному значению опрокидывающего момента M, определяется из условия

$$f_d'=0,\quad f_{dd}''<0,\quad f=A^2+B^2$$

Смещения d_*, вычисленные для значений параметров $a=5.0$ *м*, $b=3.0$ *м*, $\omega=4.34$ *сек*$^{-1}$, $\varepsilon=0.5$ *м*, $k=1.0$ *м*$^{-1}$ при h, равных 6.0, 8.0, 10.0 *м* равны соответственно 0.677, 1.285, 2.050 *м*.

Следовательно, с ростом глубины максимальный опрокидывающий момент M_*, действующий на пластину со стороны жидкости, движение которой вызвано колебаниями расположенного под пластиной участка дна, будет иметь место при смещении последнего влево на определенную величину при прочих равных условиях.

Поступила 18 V 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *Витюк В. Ф.* Дифракция поверхностных волн на доке конечной ширины. ПММ, 1970, т. 34, вып. 1.
2. *Стокер Дж. Дж.* Волны на воде. Математическая теория и приложения. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
3. *Holford R. L.* Short surface waves in the presence of a finite dock. 1, 2. Proc. Cambridge Philos. Soc., 1964, vol. 60, No. 4.