Письма в ЖТФ, том 18, вып. 13 12 июля 1992 г.

01; 05.1

О ПРОНИКАНИИ ЖЕСТКОЙ СФЕРЫ В УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИЕ И ВЯЗКИЕ СРЕДЫ С ПРОТИВОДАВЛЕНИЕМ

С.М. Бахрах, Н.П. Ковалев, Ю.Г. Федорова

1. В работе [1] численно исследовалось влияние противодавления (числа кавитации) на изменение коэффициента сопротивления жесткой сферы. Было получено, что при достаточно больших числах кавитации $\sigma \equiv 2p/\rho U^2 > 1$ происходит уменьшение коэффициента сопротивления до $C_x = 0.09$ ($C_x = 0.37$ при $p = 0$). Это согласуется с соображениями, высказанными ранее авторами работы [2], где указывалось, что наличие противодавления может уменьшать сопротивление движению тела и способствовать сверхглубокому проникания [2, 3].

Данная работа является развитием работ [1, 2]. В работе приводятся оценки влияния уменьшения коэффициента сопротивления C_x при наличии противодавления на глубину проникания в средах с прочностными и вязкими свойствами.

2. Случай упруго-пластической среды. Сила, действующая на тело, движущееся в упруго-пластической среде, может быть представлена в виде [4, 5]

$$F \equiv m\frac{dU}{dt} = c_x\frac{\rho U^2}{2}S + H(Y)S, \tag{1}$$

где H – динамическая твердость материала, зависящая от предела текучести Y и равная $H=3Y$, S – площадь сечения миделя, остальные обозначения общепринятые.

Интегрируя (1), получаем:

$$U(t)=\sqrt{\frac{b}{a}}\,tg\left(\varphi_0 - t\sqrt{ab}\right), \tag{2}$$

где $\varphi_0 = arctg\sqrt{\frac{a}{b}}\,U_0$; $a = \frac{c_x \rho S}{2m}$; $b = \frac{3YS}{m}$.

Из (2) следует, что при $t^* = \varphi_0/\sqrt{ab}$ происходит остановка тела. Глубина проникания L определяется соотношением

$$L = -\frac{1}{a}\ln|\cos\varphi_0| = \frac{m}{c_x\rho S}\ln\left(1+\frac{c_x\rho U_0^2}{6Y}\right). \tag{3}$$

Таблица 1

$\tilde{L}$	Y (кб) при c_x = =0.37 (p=0)	Y (кб) при c_x = =0.09 ($p > \rho u_0^2$)
1	6.5	8.1
2	2.4	3.8
10	0.019	0.41
50	$4.27 \cdot 10^{-12}$	$1.37 \cdot 10^{-3}$
100	$3.79 \cdot 10^{-24}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$

Для случая сферы, плотность которой ρ_T, диаметр d, получаем:

$$\tilde{L} = \frac{2}{3}\frac{\delta}{c_x}\ln\left(1 + \frac{c_x}{3\tilde{Y}}\right), \tag{4}$$

где $\tilde{L} = L/d$; $\tilde{Y} = 2Y/\rho u_0^2$ – приведенные глубина и предел текучести, $\delta = \rho_T/\rho$ – отношение плотностей тела и среды.

Из соотношения (4) следует, что при больших $\tilde{Y} \gg c_x$ глубина проникания практически не зависит от c_x. В этом случае $\tilde{L} << 1$ и определяющими являются прочностные свойства.

Из соотношения (4) определим $\tilde{Y}$, как функцию $\tilde{L}$:

$$\tilde{Y} = \frac{c_x}{3}\left[\exp\left(\frac{3c_x}{2\delta}\tilde{L}\right) - 1\right]^{-1}. \tag{5}$$

Соотношение (5) позволяет проанализировать, как сказывается на величине предела текучести, который следует приписать среде при различных глубинах проникания, изменение коэффициента сопротивления c_x, связанное с противодавлением.

Результаты расчетов приводятся в табл. 1. Полагалось, что δ =1; ρ =7.8 г/см^3, u_0 =1 км/с. Из соотношения величин, приведенных в табл. 1, видно, что уменьшение c_x существенно сказывается на допустимых значениях предела текучести при больших глубинах проникания $\tilde{L} \gtrsim$ 50.

3. Случай вязкой среды. Сила, действующая на сферу, движущуюся в вязкой жидкости, может быть представлена в виде [6]

$$F \equiv m\frac{du}{dt} = c_x\frac{\rho u^2}{2}S + 3\pi\mu d u, \tag{6}$$

где μ – коэффициент динамической вязкости.

Интегрирование уравнения (6) приводит к следующему выражению для глубины проникания:

$$\tilde{L} = \frac{4}{3}\frac{\delta}{c_x}\ln\left(1 + \frac{c_x}{24}Re\right), \tag{7}$$

где $Re = u d \rho/\mu$ – число Рейнольдса.

Таблица 2

$\tilde{L}$	μ (пуаз) при C_x = =0.37 (p=0)	μ (пуаз) при C_x = =0.09 ($p > \rho u_0^2$)
1	$0.75 \cdot 10^2$	$0.84 \cdot 10^2$
2	$0.32 \cdot 10^2$	$0.4 \cdot 10^2$
10	2	6
50	$2.26 \cdot 10^{-5}$	$2.07 \cdot 10^{-1}$
100	$2.13 \cdot 10^{-11}$	$6.86 \cdot 10^{-3}$

При малых значениях $R_e \ll 1$ (большая вязкость) $\tilde{L}$ слабо зависит от C_x; все определяется вязкостью, а не скоростным напором.

Пользуясь соотношением (7), представим коэффициент динамической вязкости μ как функцию глубины проникания:

$$\mu = \frac{u_0 d \rho C_x}{24}\left[\exp\left(\frac{3}{4}\frac{C_x}{\delta}\tilde{L}\right)-1\right]^{-1}. \tag{8}$$

Так же как в случае упруго-пластической среды, проследим влияние изменения C_x на величину коэффициента динамической вязкости, который следует приписать среде при различных глубинах проникания. Результаты расчетов представлены в табл. 2. При вычислениях принималось, что δ =1; ρ =7.8 г/см^3; u_0 =1 км/с; d =20 мк = $2 \cdot 10^{-3}$ см.

Из данных табл. 2 видно, что, как и в случае упруго-пластической среды, изменение C_x существенно меняет допустимые значения коэффициента динамической вязкости, которые следует приписать среде при больших глубинах проникания $\tilde{L} \gtrsim 50$.

Авторы благодарят Л.В. Альтшулера, которым была сынициирована данная заметка.

Список литературы

[1] Бахрах С.М., Спиридонов В.Ф., Федорова Ю.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 17. В. 1. С. 8–11.

[2] Альтшулер Л.В., Андиленко С.К., Романов Г.С., Ушеренко С.М. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 5. С. 55–57.

[3] Горбунов В.Г., Ушеренко С.М., Фурс В.Я Порошковая металлургия. Минск: Высшая школа, 1979. Вып. 3. С. 8–12.

[4] В и т м а н Ф.Ф., С т е п а н о в В.А. // Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.; Л.: Изд. АН СССР, 1959.
[5] Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / Под ред. Н.А. Златина, Г.И. Мишина. М.: Наука, 1974.
[6] Б э т ч е л о р Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.

Поступило в Редакцию
11 мая 1992 г.