3. **Brown S. R., Scholz C. H.** Closure of random elastic surfaces in contact // J. Geophys. Res.— 1985.— V. 90, N B7.
4. **Гринченко В. Т., Мелешко В. В.** Гармонические колебания и волны в упругих телах.— Киев: Наук. думка, 1981.
5. **Партон В. З., Перлин П. И.** Методы математической теории упругости.— М.: Наука, 1981.

г. Новосибирск *Поступила 12/VII 1991 г.*

УДК 539.3

Н. И. Александрова, И. В. Ефимова

ДЕЙСТВИЕ ПЛОСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ НА ПОДКРЕПЛЕННУЮ ЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ ОБОЛОЧКУ

Исследование прочности подкрепленных оболочек при импульсных нагрузках необходимо для определения пределов применимости различных конструкций в машиностроении и строительстве. Этим объясняется большое число публикаций по разработке теории и методов расчета ребристых оболочек (см. обзор [1]). При нестационарном воздействии влияние ребер жесткости на напряженно-деформированное состояние и кинематику полых цилиндрических оболочек, погруженных в жидкость, рассматривалось в [2—4]. Основное внимание в [2] уделено изучению цепных напряжений в центральном сечении при действии плоской волны. В [3] исследуются радиальные перемещения при осесимметричной нагрузке в середине шпации. В [4] взаимодействие жидкости с оболочкой учитывалось по гипотезе плоского отражения. Поведение изгибных напряжений в подкрепленных оболочках практически не изучено.

В данной работе оцениваются изгибные и цепные напряжения и смещения периодически подкрепленных оболочек при траверзном воздействии плоской ступенчатой волны давления. Численное решение поставленной задачи получено при помощи разложения в ряд Фурье по угловой координате и конечных разностей по остальным координатам. Проведено сравнение численных и аналитических результатов. Определены коэффициент динамичности и время, начиная с которого эти результаты совпадают.

1. Исследуется нестационарное воздействие плоской ступенчатой волны давления на бесконечно длинную тонкую упругую цилиндрическую оболочку, периодически подкрепленную переборками и помещенную в идеальную сжимаемую жидкость. Оболочка либо полая, либо заполнена той же жидкостью, что и снаружи. Фронт падающей волны параллелен оси оболочки. Движение оболочки описывается линейными уравнениями классической теории Кирхгофа — Лява, возмущения в жидкости — волновым уравнением для потенциала скорости. Уравнения движения для m-й формы колебаний по углу θ имеют вид

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u_m}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u_m}{\partial x^2} - \frac{1-\nu}{2}\frac{m^2}{R^2}u_m + \frac{1+\nu}{2}\frac{m}{R}\frac{\partial v_m}{\partial x} + \frac{\nu}{R}\frac{\partial w_m}{\partial x}, \tag{1.1}$$

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 v_m}{\partial t^2} = \frac{1-\nu}{2}\frac{\partial^2 v_m}{\partial x^2} - \frac{1+\nu}{2}\frac{m}{R}\frac{\partial u_m}{\partial x} - \frac{m^2}{R^2}v_m - \frac{m}{R^2}w_m +$$
$$+ \frac{\delta^2}{12R^2}\left\{2(1-\nu)\frac{\partial^2 v_m}{\partial x^2} - \frac{m^2}{R^2}v_m - \frac{m^3}{R^2}w_m + (2-\nu)m\frac{\partial^2 w_m}{\partial x^2}\right\},$$

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 w_m}{\partial t^2} = -\frac{\nu}{R}\frac{\partial u_m}{\partial x} - \frac{m}{R^2}v_m - \frac{w_m}{R^2} - \frac{\delta^2}{12}\left[\frac{\partial^4 w_m}{\partial x^4} - \frac{2m^2}{R^2}\frac{\partial^2 w_m}{\partial x^2} +\right.$$
$$\left. + \frac{m^4}{R^4}w_m - \frac{m}{R^2}(2-\nu)\frac{\partial^2 v_m}{\partial x^2} + \frac{m^3}{R^4}v_m\right] - \frac{p_{\Sigma,m}}{\rho\delta c^2},$$

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2\varphi_m}{\partial t^2}=\frac{\partial^2\varphi_m}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi_m}{\partial r}-\frac{m^2}{r^2}\varphi_m+\frac{\partial^2\varphi_m}{\partial x^2},$$

$$P_{\Sigma,m}=P_m-\rho_0\frac{\partial\varphi_m}{\partial t}\bigg|_{r=R-0}+\rho_0\frac{\partial\varphi_m}{\partial t}\bigg|_{r=R+0}.$$

Здесь t — время; u, v, w — перемещения в осевом x, тангенциальном θ и радиальном r направлениях; P — давление в падающей волне, которое считается известным; P_Σ — полное гидродинамическое давление, действующее на оболочку со стороны внешней и внутренней жидкости; φ — потенциал скорости частиц жидкости в излученных, отраженных и дифракционных волнах; ρ_0, c_0 — плотность и скорость звука в жидкости; ρ — плотность материала оболочки; R, δ — ее радиус и толщина; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; $c=\sqrt{E/\rho(1-\nu^2)}$ — скорость звука в тонкой пластине.

Переборки, расположенные в сечениях $x=\pm L(2k+1)$ $(k=0,1,\ldots)$, моделируются как жесткие круговые пластины, имеющие массу m_0. Полагаем, что они перемещаются поступательно (без поворота) как жесткие тела. Если U — смещение переборки в направлении движения падающей волны, то в сечении $x=+L(2k+1)$ выполняются соотношения $w=-U\cos\theta$, $v=U\sin\theta$, что определяет в разложении Фурье отличную от нуля лишь первую гармонику:

$$w_m=v_m=0\ (m\neq 1),\ w_1=-U,\ v_1=U,\ U=(v_1-w_1)/2.$$

Уравнение для U получим из (1.1), учитывая все силы, действующие со стороны оболочки на переборку:

$$(1+\rho_*/\rho)/c^2\frac{\partial^2 U}{\partial t^2}=\frac{1-\nu}{4}\frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2}-\frac{1-\nu}{4R}\frac{\partial u_1}{\partial x}-$$

$$-\nu\frac{\delta^2}{24R^2}\left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w_1}{\partial x^2}\right)+\frac{\delta^2}{24}\frac{\partial^4 w_1}{\partial x^4}+\frac{P_{\Sigma,1}}{2\delta c^2\rho},\quad \rho_*=\frac{m_0}{4\pi R\delta L}.$$

В сечениях $x=\pm 2Lk$ и $x=\pm L(2k+1)$ выполняются условия

$$x=\pm 2Lk:\ u_m=0,\ \partial\varphi_m/\partial x=0,\ \partial w_m/\partial x=0,$$
$$\partial v_m/\partial x=0,\ \partial^3 w_m/\partial x^3=0,\tag{1.2}$$
$$x=+L(2k+1):\ u_m=0,\ \partial\varphi_m/\partial x=0,\ \partial^3 w_m/\partial x^3=0,$$
$$w_m=v_m=0\ (m\neq 1),\ w_1=-v_1=-U.$$

В дальнейшем в силу симметрии будем рассматривать поведение системы на интервале $x\in[0,L]$. На поверхности контакта жидкости и оболочки выполняются условия непротекания

$$r=R+0:\ \partial w_m/\partial t=\partial\varphi_m/\partial r+v_{rm};\ r=R-0:$$
$$\partial w_m/\partial t=\partial\varphi_m/\partial r,$$

где v_{rm} — скорость частиц в радиальном направлении в падающей волне. Требование ограниченности потенциала приводит к условиям на оси $r=0$

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial t^2}=2\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial r^2}+\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial x^2},\quad \frac{\partial\varphi_0}{\partial r}=0,\quad \varphi_m=0\quad (m\geqslant 1).\tag{1.3}$$

Соотношения (1.3) получены в [5] с помощью интегральных преобразований Лапласа по времени и Фурье по осевой координате, а также последующего предельного перехода $(r\to 0)$. Начальные условия нулевые. Давление в падающей волне, достигающей поверхности оболочки в момент времени $t=0$, задается в виде $P=P_0H_0(c_0t-R+r\cos\theta)$ (P_0 — амплитуда давления на фронте волны, H_0 — ступенчатая функция Хевисайда). Тогда члены ряда Фурье для давления и скорости частиц жидкости в падающей волне определяются формулами

$$v_{r,m} = \frac{P_0 \varepsilon_m}{\pi \rho_0 c_0} \left\{ \frac{\sin(m+1)\theta_0}{m+1} + B_m \right\},$$

$$B_0 = 0, \quad B_1 = \theta_0, \quad B_m = \frac{\sin(m-1)\theta_0}{m-1}, \quad \varepsilon_0 = 1, \quad \varepsilon_m = 2 \ (m \neq 0),$$

$$P_m = P_0 \frac{\theta_0}{\pi} \qquad (m = 0), \quad P_m = P_0 \frac{2}{\pi m} \sin m\theta_0 \qquad (m \neq 0),$$

$$\theta_0 = \begin{cases} \arccos(1 - c_0 t/R), & 0 \leqslant c_0 t/R \leqslant 2, \\ \pi, & c_0 t/R \geqslant 2. \end{cases}$$

2. Приведем некоторые оценки параметров возмущений. Сравнение асимптотических ($t \to \infty$) и численных решений, проведенное в [5] для гладкой оболочки, показало, что вследствие излучения волн во внешнюю жидкость параметры возмущения для нулевой гармоники (прогибы, напряжения и суммарное давление) стремятся к своим предельным значениям, соответствующим статике. Предположим, что наличие переборок слабо влияет на P_Σ, и определим P_Σ из задачи о действии плоской волны на бесконечную цилиндрическую оболочку без переборок [5]: $P_\Sigma = P_0/(1+\gamma)$. Здесь $\gamma = 2\rho_0 c_0^2 R/\rho c^2 \delta$ для оболочки, заполненной жидкостью, и $\gamma = 0$ для полой оболочки.

Используя значения P_Σ для гладкой оболочки и отбрасывая инерционные члены в (1.1), получим статическое решение задачи для оболочки с переборками по нулевой форме, соответствующее асимптотике при $t \to \infty$:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{R} w\right] = 0, \qquad \frac{\nu}{R}\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{w}{R^2} + \frac{\delta^2}{12}\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \frac{P_\Sigma}{\rho c^2 \delta} = 0. \tag{2.1}$$

В [6] построено решение системы (2.1) в предположении, что $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{R} w = 0$. Проведем аналогичные рассуждения, не накладывая этого ограничения. Используя граничные условия (1.2) при $m = 0$, получим решение (2.1) для оболочки с жидкостью:

$$w = -\frac{P_0}{\rho c^2 (1+\gamma)} \frac{R^2}{\delta} \frac{1}{1 - \nu^2 \chi/\beta} \{1 - A \cos\alpha x \operatorname{ch} \alpha x - B \sin \alpha x \operatorname{sh} \alpha x\}, \tag{2.2}$$

$$u = \frac{\nu P_0}{\rho c^2 (1+\gamma)} \frac{RL}{\delta} \frac{1}{\beta(1 - \nu^2\chi/\beta)} \left\{ \frac{x}{L}\chi - \frac{A+B}{2} \sin \alpha x \operatorname{ch} \alpha x - \frac{A-B}{2} \cos \alpha x \operatorname{sh} \alpha x \right\},$$

$$\beta = \frac{L \sqrt[4]{3(1-\nu^2)}}{\sqrt{R\delta}}, \quad \alpha = \frac{\beta}{L}, \quad \chi = \frac{\operatorname{ch} 2\beta - \cos 2\beta}{\operatorname{sh} 2\beta + \sin 2\beta},$$

$$A = \frac{2(\cos\beta \operatorname{sh}\beta + \sin\beta \operatorname{ch}\beta)}{\sin 2\beta + \operatorname{sh} 2\beta}, \quad B = \frac{2(\sin\beta \operatorname{ch}\beta - \cos\beta \operatorname{sh}\beta)}{\sin 2\beta + \operatorname{sh} 2\beta}.$$

При этом изгибные $\sigma_x^{(1)}, \sigma_\theta^{(1)}$ и цепные $\sigma_x^{(0)}, \sigma_\theta^{(0)}$ напряжения, которые определяются по формулам

$$\sigma_\theta^{(0)} = \rho c^2 \left\{ \nu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{R}(w + mv) \right\},$$

$$\sigma_x^{(0)} = \rho c^2 \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{R}(w + mv) \right\},$$

$$\sigma_x^{(1)} = \rho c^2 \frac{\delta}{2} \left\{ \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{\nu m}{R^2}(mw + v) \right\},$$

$$\sigma_\theta^{(1)} = \rho c^2 \frac{\delta}{2} \left\{ \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{m}{R^2}(mw + v) \right\},$$

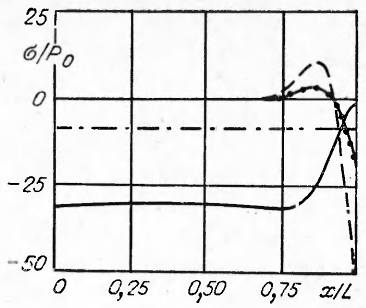


Рис. 1

при $m = 0$ имеют вид

$$\sigma_\theta^{(0)} = -\frac{P_0}{1+\gamma}\frac{R}{\delta}\{1 - A^*\cos\alpha x \operatorname{ch}\alpha x - B^*\sin\alpha x \operatorname{sh}\alpha x\}, \tag{2.3}$$

$$\sigma_x^{(1)} = \frac{P_0}{1+\gamma}\frac{R}{\delta}\sqrt{\frac{3}{1-\nu^2}}\{-A^*\sin\alpha x \operatorname{sh}\alpha x + B^*\cos\alpha x \operatorname{ch}\alpha x\},$$

$$\sigma_\theta^{(1)} = \nu\sigma_x^{(1)}, \quad \sigma_x^{(0)} = -\nu\frac{P_0}{1+\gamma}\frac{R}{\delta}D,$$

$$A^* = A(1-\nu^2 D), \quad B^* = B(1-\nu^2 D), \quad D = \frac{1-\chi/\beta}{1-\nu^2\chi/\beta}.$$

Для полой оболочки полагаем $\gamma = 0$.

Заметим, что при $\beta \geqslant \beta_0$ и $\beta - \alpha x \geqslant \beta_0$ напряжения (2.3) практически не зависят от x, формулы (2.2) и (2.3) существенно упрощаются. Поэтому в достаточно широком диапазоне изменения x $(0 \leqslant x \leqslant x_*)$ можно полагать

$$\sigma_\theta^{(0)} = -\frac{P_0}{1+\gamma}\frac{R}{\delta}, \quad \sigma_x^{(0)} = -\nu\frac{P_0}{1+\gamma}\frac{R}{\delta}D, \quad \sigma_x^{(1)} = 0, \quad \sigma_\theta^{(1)} = 0, \tag{2.4}$$

$$w = -\frac{P_0}{\rho c^2(1+\gamma)}\frac{R^2}{\delta}\frac{\beta}{\beta-\nu^2}, \quad u = \nu\frac{P_0}{\rho c^2(1+\gamma)}\frac{R}{\delta}\frac{x}{\beta-\nu^2}.$$

Значение x_* определяется требуемой точностью вычислений из выражения

$$\frac{L-x_*}{R} = \sqrt{\frac{\delta}{R}}\frac{\beta_0}{\sqrt[4]{3(1-\nu^2)}}.$$

При $\beta_0 = 3$ погрешность выражений (2.4) по сравнению с (2.3) и (2.2) составляет менее 1,5 % при $x \leqslant x_*$.

Графики функций (2.3) представлены на рис. 1. Параметры задачи следующие: $\rho_0 = 0{,}128$, $c_0 = 0{,}3$, $\nu = 0{,}3$, $\rho = 1$, $c = 1$, $\rho_* = 0$, $L = 1$, $R = 1$, $\delta = 0{,}01$. Сплошная линия отвечает $\sigma_\theta^{(0)}$, штриховая — $\sigma_x^{(1)}$, штрихпунктирная — $\sigma_x^{(0)}$, кривая с точками — $\sigma_\theta^{(1)}$. Изгибные напряжения $\sigma_x^{(1)}$ и $\sigma_\theta^{(1)}$ практически равны нулю всюду вплоть до $x = x_*$, затем идет область растяжения, а вблизи переборок существует узкая область очень большого сжатия. Максимальное значение $\sigma_x^{(1)}$ достигается при $x = L$:

$$\sigma_x^{(1)}\big|_{x=L} = -\frac{P_0}{1+\gamma}\frac{R}{\delta}\sqrt{\frac{3}{1-\nu^2}}.$$

Цепное напряжение $\sigma_\theta^{(0)}$ ведет себя иначе. Оно постоянно вплоть до x_*, а затем плавно уменьшается до $\nu\sigma_x^{(0)}$. Его максимальное значение (по абсолютной величине) меньше $\max|\sigma_x^{(1)}|$ в $\sqrt{3/(1-\nu^2)}$ раз и имеет вид

$$\sigma_\theta^{(0)}\big|_{x=0} = -\frac{P_0}{1+\gamma}\frac{R}{\delta}.$$

Напряжение $\sigma_x^{(0)}$ постоянно вдоль оболочки и меньше $\max|\sigma_\theta^{(0)}|$ $(\sigma_x^{(0)} \approx \approx \nu \max|\sigma_\theta^{(0)}|)$. Таким образом, в оболочке, подкрепленной переборками, наиболее опасны изгибные напряжения $\sigma_x^{(1)}$ вблизи переборок. С увеличением расстояния между переборками максимальные значения напряжений и размер области неоднородности напряжений $L - x_*$ не меняются. Толщина оболочки, наоборот, существенно влияет на область неоднородности и на максимальные амплитуды напряжений.

Сравнение (2.2) и (2.3) с результатами [5] показывает, что наличие переборок приводит к неоднородности напряжений вблизи них, при этом возникают изгибные напряжения, которые отсутствовали в плоской задаче [5], а в данной задаче являются определяющими, поскольку превышают цепные напряжения.

Асимптотику скорости $\dot{w}$ можно получить из следующих соображений. В плоском случае при больших значениях времени ($t \to \infty$) имеем [5]

$$\dot{w}_1 \sim \frac{P_0}{c_0\rho_0\left(\frac{1}{2}(1+\varepsilon)+\gamma_1\right)}, \quad \gamma_1 = \frac{\rho\delta}{\rho_0 R}, \tag{2.5}$$

причем $\varepsilon = 0$ для полой оболочки и $\varepsilon = 1$ для оболочки с жидкостью. Для оболочки с переборками средняя ее масса, приходящаяся на единицу длины, увеличивается. Поэтому вместо (2.5) используем в качестве оценки скорости величину

$$\dot{w}_1 \sim \frac{P_0}{c_0\rho_0\left(\frac{1}{2}(1+\varepsilon)+\gamma_1+\gamma_2\right)}, \quad \gamma_2 = \frac{\rho_*\delta}{\rho_0 R}. \tag{2.6}$$

Пределы применимости приведенных асимптотик можно получить, сравнивая их с численным решением задачи, которое позволяет исследовать нестационарный процесс деформирования на всем этапе взаимодействия волны и оболочки.

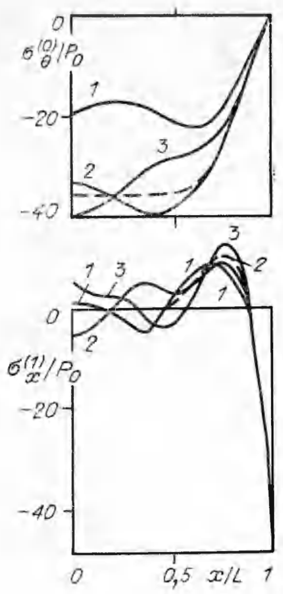
3. Численное решение задачи найдено с помощью явной конечно-разностной схемы типа «крест». Параметры разностной сетки выбираем из условий устойчивости и минимизации численной дисперсии

$$c\tau = h_x \leqslant \frac{2R}{m}\sqrt{\frac{2}{1-\nu}} \quad (m \neq 0), \quad c\tau = h_x \ (m = 0), \tag{3.1}$$

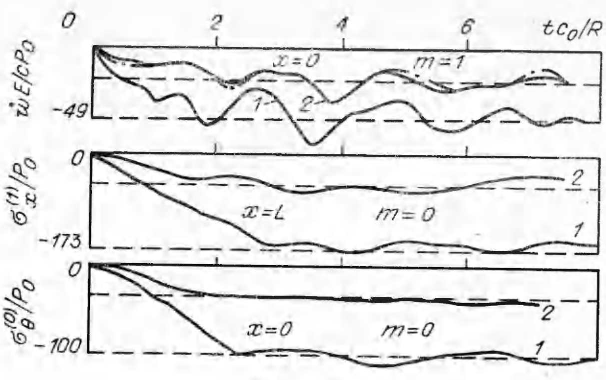
$$\frac{1}{c_0^2\tau^2} \geqslant \frac{1}{h_x^2} + \frac{1}{h_r^2}.$$

Сравнение осциллограмм изгибных напряжений, рассчитанных при $\delta = 0{,}01R$ и различных значениях h_x, с асимптотикой показывает, что уже при $h_x = R/40$ результат практически точен. С увеличением h_x, однако, погрешность в расчете $\sigma_x^{(1)}$ растет, причем в опасную сторону (максимальные значения $\sigma_x^{(1)}$ меньше статических примерно в 1,5 раза при $h_x = R/20$ и в 2 раза при $h_x = R/10$). Тем не менее с шагом $h_x = R/10$ вполне удовлетворительно рассчитываются перемещения, скорости и цепные напряжения. Увеличение шага h_r по сравнению с (3.1) на порядок позволяет с приемлемой точностью определять гидродинамические силы.

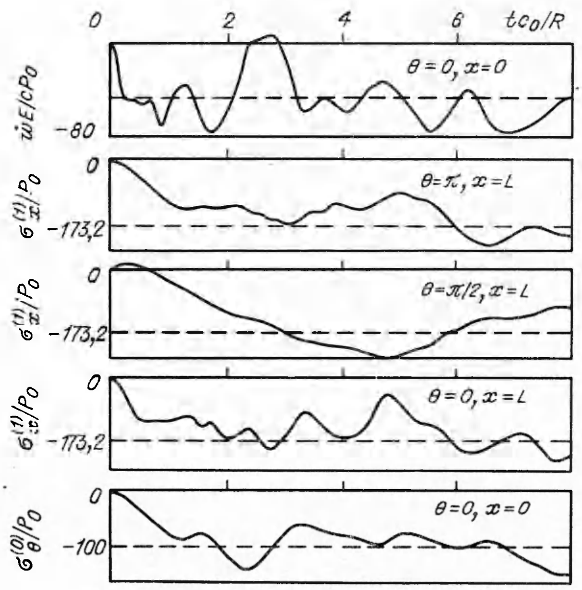
На рис. 2 представлено распределение напряжений $\sigma_\theta^{(0)}$ и $\sigma_x^{(1)}$ по длине оболочки, заполненной жидкостью, в различные моменты времени. Кривые *1—3* соответствуют времени $tc_0/R = 1;\ 2;\ 3$. Штриховой линией проведена асимптотика (2.3). Параметры задачи следующие: $\rho_0 = 0{,}128$, $c_0 = 0{,}3$, $\nu = 0{,}3$, $\rho = 1$, $c = 1$, $L = 1/2$, $R = 1$, $\delta = 0{,}01$, $\rho_* = 0$. Видно, что начиная с $tc_0/R = 2$ численные результаты осциллируют относительно асимптотики.



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

На рис. 3 приведены осциллограммы изгибных $\sigma_x^{(1)}$ (в точке $x = L$) и цепных $\sigma_\theta^{(0)}$ (в точке $x = 0$) напряжений по нулевой форме и скорости $\dot{w}$ по первой форме, полученные при тех же параметрах, что и на рис. 2. Штриховые линии отвечают асимптотике (2.3) для напряжений и асимптотике (2.6) для скорости, *1* — решению задачи для полой оболочки, *2* — для оболочки, заполненной жидкостью, штрихпунктирная — задаче с $\rho_* = 0{,}5$. Осесимметричные составляющие изгибных и цепных напряжений и первая форма для скорости ко времени $t = 3R/c_0$ достигают асимптотических значений (2.3), (2.6) и осциллируют вокруг них. Максимальная амплитуда $\dot{w}$ по первой форме превышает асимптотику примерно на 40 %. Анализ формулы (2.6) показывает, что для тонкой оболочки и массы переборки, сравнимой с массой отсека, их общая масса существенно меньше присоединенной массы жидкости. В результате асимптотическое и численное значения скорости слабо зависят от массы переборки. Действительно, штрихпунктирная кривая мало отличается от кривой *2*. Асимптотические значения скорости при указанных параметрах равны соответственно 23,5 и 23,8.

Сравнение результатов, рассчитанных для суммы первых трех членов ряда ($m = 0$, 1, 2) и суммы шести форм ($m = 0, \ldots, 5$), показало, что амплитуды изгибных напряжений в районе переборки, где они максимальны, отличаются не более чем на 7 %. Таким образом, для приемлемой точности в практических задачах о траверзном воздействии плоской волны достаточно ограничиться тремя гармониками ($m = 0$, 1, 2). На рис. 4 представлены параметры процесса при $m = 0$, 1, 2. Результаты численных расчетов подтверждают вывод п. **2** о том, что первая форма движения является определяющей для скорости, в то время как цепные и изгибные напряжения принимают свои максимальные значения по нулевой форме. Максимальная амплитуда изгибных напряжений быстрее всего достигается при $\theta = \pi/2$, $x = L$ и на 40 % превышает аналитическое значение (2.3). Сравнение расчетов, приведенных при различных L, показало, что изменение длины отсека практически не меняет максимальных амплитуд изгибных напряжений.

Таким образом, основной вклад в напряжения вносит нулевая форма, в радиальную скорость — первая. При $t \geqslant 6R/c_0$ асимптотика описывает основную часть возмущений, при $t < 6R/c_0$ превышение возмущений над асимптотикой может составлять ~ 40 %. В подкрепленной оболочке максимальными являются изгибные осевые напряжения в районе переборки.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Амиро И. Я., Заруцкий В. А.** Исследования в области динамики ребристых оболочек // ПМ.— 1981.— Т. 17, № 11.
2. **Перцев А. К., Слепнева Л. В.** Воздействие ударной волны на круговую цилиндрическую оболочку, подкрепленную ребрами жесткости // Актуальные проблемы механики сплошных сред.— Л., 1980.— (Исследования по упругости и пластичности; вып. 13).
3. **Бергланд Д. В.** Нестационарное взаимодействие оболочки, подкрепленной гибкими кольцами, с жидкой средой // РТК.— 1972.— Т. 10, № 11.
4. **Галиев Ш. У.** Напряженное состояние периодически подкрепленного полого цилиндра при действии подводной волны // ДАН УССР. Сер. А.— 1976.— № 4.
5. **Пинчукова Н. И.** Действие плоской акустической волны давления на цилиндрическую оболочку, заполненную жидкостью // Изв. АН СССР. МТТ.— 1985.— № 6.
6. **Тимошенко С. П.** Пластинки и оболочки.— М.; Л.: ОГИЗ, 1963.

г. Новосибирск *Поступила 29/III 1991 г., в окончательном варианте — 20/VI 1991 г.*

УДК 539.374,534.1

А.Г. Иванов, Ю. Д. Лавровский, В. А. Огородников

НЕКОТОРЫЕ СЛУЧАИ РАЗВИТИЯ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА СХОДЯЩИХСЯ ОБОЛОЧКАХ

Цилиндрические металлические оболочки (лайнеры), разгоняемые с помощью энергии взрыва до скоростей несколько километров в секунду, часто используются во взрывных генераторах для сжатия дейтериевой плазмы, получения высоких динамических давлений и т. п. [1]. Возбуждение детонации цилиндрического заряда взрывчатого вещества (ВВ) в таких генераторах осуществляется, как правило, синхронно в некотором количестве точек, расположенных на наружной поверхности заряда, с использованием той или иной системы инициирования. Это приводит к формированию возмущенного детонационного фронта, выходящего на разгоняемые цилиндрические оболочки, что в свою очередь обусловливает наличие изначально заданных возмущений на их внутренней поверхности [2]. Возникают вопросы о поведении таких возмущений в процессе схождения оболочки к центру, в том числе связанные с влиянием физико-механических характеристик материала оболочки.

Существующие линейные теории рассматриваемого явления дают решения, из которых следует вывод о колебательном характере поведения возмущений на внутренней границе сходящейся оболочки [3]. Однако они основываются на ряде упрощающих предположений, которые, как правило, для многих представляющих практический интерес случаев не выполняются. Так, для сравнительно тонкостенных оболочек, разгоняемых с помощью энергии взрыва, их применение более чем дискус-