

**РЕАКЦИЯ ТРЕХСЛОЙНОЙ ГИДРОУПРУГОЙ
ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ
НА ДЕЙСТВИЕ ВНУТРЕННЕГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ВЗРЫВА**

А. И. БЕЛОВ, В. А. КОРПИЛО, П. И. ПИЧУКОВА,
М. В. СТЕПАНЕНКО

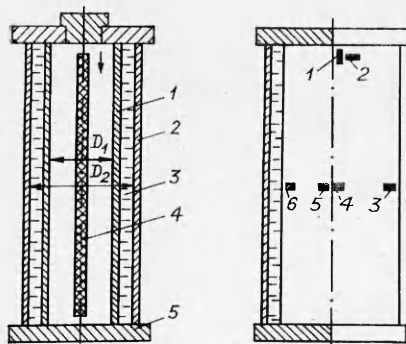
(Новосибирск)

Вопросу экспериментального исследования процесса упругого деформирования оболочек при взрывном нагружении посвящено сравнительно небольшое число публикаций. В первых работах этого направления [1—3] динамика замкнутых металлических оболочек изучалась с целью получения оценок прочности взрывных камер. В [4] приводится анализ состояния этих исследований и достаточно полный литературный обзор, из которого видно, что в основном изучается динамика однослойных оболочек с монолитной стенкой. Показано (см., например, [4, 5]), что динамическая реакция оболочек зависит не только от энерговыведения взрыва, но и от особенностей спектра собственных частот колебаний конструкций. В частности, отмечается эффект нарастания амплитуды колебаний («раскачка») [6, 7], который, по мнению авторов, обусловлен взаимодействием собственных форм колебаний. Этот фактор приводит к существенному увеличению деформаций оболочки в сравнении с рассчитанными на основе простейшей модели оболочки как системы с одной степенью свободы.

Данные о динамике упругих оболочек с более сложной структурой, например многослойных с сочетанием разнородных материалов, практически отсутствуют. В [8] приведены результаты эксперимента с трехслойной цилиндрической оболочкой при импульсном нагружении. Определялась зависимость деформирования внешнего слоя от параметров материала заполнителя. Внутренний и внешний слой оболочки выполнялись из стали, материал промежуточного варьировался — вода, песок или бетон (приводятся лишь данные об амплитудах максимальных деформаций, информация об особенностях колебательного процесса отсутствует).

В настоящей работе проведены исследования динамики трехслойной (металл — жидкость — металл) оболочки, нагруженной взрывом расположенного на оси линейного заряда ВВ, в упругой области деформаций несущих слоев. Определена зависимость деформаций оболочки от толщины слоя жидкости, получены данные об особенностях колебательного процесса, развивающегося в системе.

Испытуемая модель (рис. 1) состояла из двух цилиндрических оболочек 1, 2, пространство между которыми заполнялось водой 3. Нагружение модели осуществлялось взрывом в воздухе зарядов ВВ 4, установленных вдоль геометрической оси системы. Монолитные плоские днища 5 замыкали внутреннюю полость и кольцевой объем между оболочками. Конструктивно соединение цилиндрических оболочек с фланцами соответствовало схеме жесткого заземления. Изменение толщины слоя жидкого наполнителя H производилось ступенчато путем смены внешних оболочек. Число исследованных значений H невелико, что связано с определенными техническими трудностями. По этой причине интервал изменения толщины выбран достаточно большим: $H/R_1 = 0,23—0,66$ (R_1, R_2 — радиусы внутреннего и внешнего слоев). Оболочки изготовлены из листовой стали X18H10T толщиной $h_1 = h_2 = 3$ мм и имеют размеры: $D_1 = 234$ мм, $D_2 = 294; 334; 394$ мм, длина $L = 1200$ мм. Выбранные параметры системы позволили исключить влияние отраженных от торцов возмущений на величины деформаций, измеряемых в сечениях $L/2$ (по крайней мере, в течение первого полупериода окружных колебаний). В экспериментах использовались линейные заряды с одной и той же массой ВВ, составленные из трех плотно уложенных детонирующих шнуров типа ДШ-А (скорость детонации $v_d = 6500$ м/с, взрывчатое вещество — тэн, погонная масса ВВ для одного шнура $1,2 \cdot 10^{-2}$ кг/м). Заряд инициировался с одного из торцов. Направление распространения волны детонации указано на рис. 1 стрелкой.



Р и с. 1

Р и с. 2

В экспериментах осуществлялись измерения давлений на стенках и деформаций внешних поверхностей несущих слоев. Деформации измерялись промышленными тензодатчиками типа ПКП-10-100, схема размещения тензодатчиков на оболочке приведена на рис. 2. Датчики включались в измерительную цепь по полумостовой (потенциметрической) схеме. Температурная компенсация не производилась в силу сравнительно малой длительности процесса. Электрический аналог деформаций регистрировался электронно-лучевыми запоминающими осциллографами С8-13. В состав системы, измеряющей давление, входили: виброкомпенсированный пьезоэлектрический датчик давления с кварцевым чувствительным

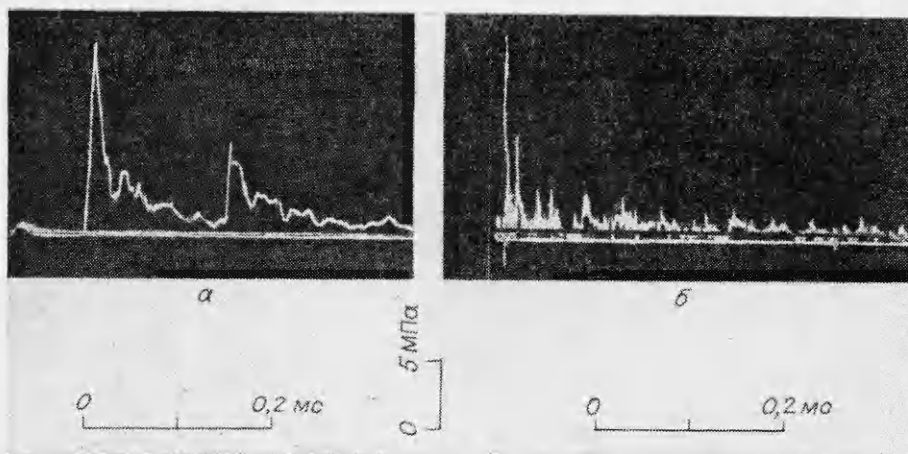


Рис. 3

элементом, предусилитель и осциллограф С8-13. Нижний уровень собственных частот датчика ~ 180 кГц, чувствительность к ускорению не более 10 Па/г. Полоса пропускания предусилителя $0-150$ кГц, спад амплитудно-частотной характеристики 80 дБ/дек. Проводились также измерения давления в ударной волне, действующей на оболочку с монолитной стенкой и геометрией, соответствующей внутренней полости трехслойной оболочки. Датчик крепился в сечении $L/2$, его чувствительная поверхность была ориентирована к центру оболочки и устанавливалась на уровне ее внутренней поверхности. Уровень сигналов датчика, вызванных ускорением его корпуса при совместном движении со стенкой оболочки, не превышал 10^{-1} МПа ($\sim 1\%$ давления на фронте ударной волны).

Приводимые ниже результаты получены на основе статистической обработки серий экспериментов. В каждой серии проводилось $7-15$ опытов, что обеспечило приемлемый уровень ошибки измерения (не более $10-15\%$). Доверительные интервалы величин определены для доверительной вероятности $P = 0,95$ (по давлениям) и $P = 0,9$ (по деформациям).

В данных экспериментах ставилась задача максимального приближения процесса деформирования оболочки к одномерному, что обеспечивалось выбором геометрии заряда в оболочке. Это позволило упростить последующую интерпретацию результатов, придать большую степень общности исследованным явлениям и проводить в основном измерения окружных деформаций в центральной части оболочки (датчики $3-6$). Напряженно-деформированное состояние здесь в течение первого полупериода колебаний оболочки близко к одноосному, поскольку измеренные амплитуды осевых деформаций в указанном временном интервале существенно меньше амплитуды окружных.

Типичные осциллограммы давления на внутренней поверхности стенки оболочки при взрыве осесимметрично расположенного заряда, составленного из трех нитей ДШ, приведены на рис. 3. Наличие осевой симметрии системы приводит к возникновению серии периодических импульсов давления, обусловленных процессом последовательного отражения воздушной волны взрыва от внутренней поверхности стенки и ее схлопыванием в центре оболочки. В большинстве экспериментов амплитуды вторичных ударных волн затухали со временем (рис. 3, б).

Значения измеренных параметров ударной волны следующие:

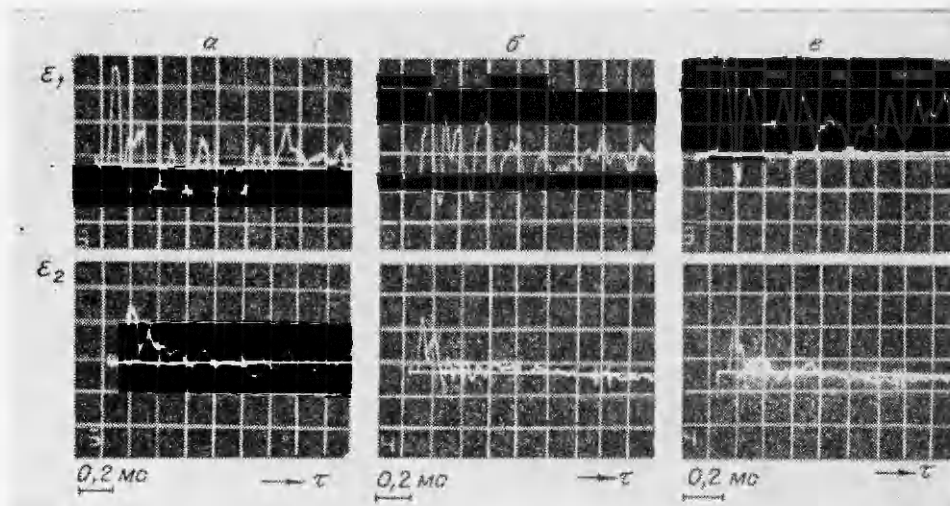
$$p_0 = 16 \text{ МПа}, \tau_0 = 82 \cdot 10^{-6} \text{ с}, I = 400 \text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2, \\ \delta(p_0) = 3,8 \text{ МПа}, \delta(\tau_0) = 26 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \delta(I) = 66 \text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2.$$

Здесь p_0 — суммарное давление на фронте в прямой и отраженной ударных волнах; τ_0 — характерное время действия импульса (определено как время спада давления в 10 раз); I — импульс ударной волны (получен интегрированием осциллограмм давления); $\delta(\dots)$ — доверительные интервалы.

Типичные осциллограммы деформаций представлены на рис. 4, а—в для $H = 27; 47; 77$ мм соответственно (слева — внутренний слой, справа — внешний). Значения пиковых амплитуд окружных деформаций несущих слоев оболочки для исследованного диапазона толщин жидкого наполнителя приведены в таблице, где ε_1 и ε_2 — средние в серии экспериментов значения пиковых амплитуд окружных деформаций внутренней и внешней оболочек, $\kappa = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$ — коэффициент неоднородности распределения деформаций по слоям оболочки ($\varepsilon_1, \varepsilon_2, \kappa$ определены ниже).

Представленные результаты позволяют сделать вывод о сравнительно слабой зависимости пиковых значений амплитуд окружных деформаций от толщины слоя жидкости.

Сопоставление осциллограмм давлений в падающей волне (рис. 3) и деформаций (рис. 4) свидетельствует о незначительном влиянии на колебания оболочки вторичных



Р и с. 4

ударных волн. В результате действия второго импульса (время прихода фронта от момента начала движения оболочки $\sim 0,15$ мс) на осциллограммах деформаций как внутреннего, так и внешнего слоя наблюдаются характерные изломы, увеличения же максимальных амплитуд колебаний при этом не происходит. Амплитуды третьего и четвертого импульсов существенно меньше амплитуды первого (время прихода соответственно 0,35 и 0,56 мс), и заметных эффектов, связанных с их действием, не обнаружено.

Результаты эксперимента свидетельствуют о существенно неоднородном распределении деформаций по несущим слоям: $\varepsilon_1 \sim$ в 1,4—1,6 раза больше ε_2 , причем коэффициент неоднородности и убывает с ростом H . Этот факт находится в противоречии с теоретическими данными, которые можно получить из условия синфазного движения слоев оболочки в течение первого полупериода совместных колебаний. Грубые оценки величины ε_1 и ε_2 дает приближенная модель однослойной оболочки радиуса R_1 с эквивалентными жесткостями K_0 и инерционными m_0 характеристиками [9]:

$$(1) \quad K_0 = \frac{1}{R_1} \left[\frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{h_1}{R_1} + \frac{h_2}{R_2} \right) + \frac{K_0 H}{R_0} \right],$$

$$m_0 = \frac{1}{R_1} [\rho (h_1 R_1 + h_2 R_2) + \rho_0 H R_0],$$

$$\omega_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_0}{m_0}}, \quad R_0 = \frac{R_1 + R_2}{2},$$

где E , ν , ρ — модуль Юнга, коэффициент Пуассона и плотность материала оболочек; K_0 , ρ_0 — модуль объемного сжатия и плотность жидкости; ω_0 — частота радиальных колебаний эквивалентной однослойной оболочки.

| H , мм | $\varepsilon_1 \cdot 10^4$ | $\delta(\varepsilon_1)$ | $\varepsilon_2 \cdot 10^4$ | $\delta(\varepsilon_2)$ | κ | $\bar{\varepsilon}_1 \cdot 10^4$ | $\bar{\varepsilon}_2 \cdot 10^4$ | $\bar{\kappa}$ |
|----------|----------------------------|-------------------------|----------------------------|-------------------------|----------|----------------------------------|----------------------------------|----------------|
| 27 | 13,2 | 1,21 | 8,3 | 0,39 | 1,58 | 14,0 | 8,9 | 1,58 |
| 47 | 11,2 | 1,20 | 7,6 | 0,39 | 1,47 | 12,7 | 6,2 | 2,04 |
| 77 | 10,1 | 3,41 | 7,3 | 0,38 | 1,38 | 11,8 | 4,2 | 2,84 |

Согласно (1), для испытываемых конструкций $\omega_0 = 4,96; 4,18; 3,43$ кГц (в порядке возрастания H). Если характерное время действия основной части импульса внешней ударной волны меньше четверти периода собственных колебаний оболочки ($\tau_* < T/4$, $T = \omega_0^{-1}$), то, задавая начальную скорость эквивалентной оболочки пропорционально импульсу давления [2] $w_0 = I/m_0$, получим простую формулу для оценки деформации ε_1 эквивалентной однослойной оболочки:

$$(2) \quad \varepsilon_1(t) = \bar{\varepsilon}_1 \sin(2\pi\omega_0 t), \quad \bar{\varepsilon}_1 = I/(2\pi m_0 \omega_0 R_1).$$

Считая межоболочечный слой жидкости несжимаемым, определим деформацию внешней оболочки

$$(3) \quad \varepsilon_2(t) = \bar{\varepsilon}_2 \sin(2\pi\omega_0 t), \quad \bar{\varepsilon}_2 = (R_1/R_2)^2 \bar{\varepsilon}_1.$$

Для параметров системы и нагружения, использованных в эксперименте, вычисленные из (2), (3) значения $\bar{\varepsilon}_1$, $\bar{\varepsilon}_2$ и $\bar{\kappa} = \bar{\varepsilon}_1/\bar{\varepsilon}_2$ приведены в таблице. Пиковые амплитуды деформаций эквивалентной оболочки ε_1 оказались в неплохом соответствии с полученными экспериментально для внутреннего слоя. Вместе с тем сравнение опытных осциллограмм с решением (2) позволяет высказать предположение о необходимости учета высших форм колебаний системы. Можно было бы рассчитать эти формы аналитически (используя модель со многими степенями свободы) и провести дальнейший параметрический анализ, однако, как показано в [9], оказалось более эффективным и не вызывающим принципиальных затруднений обращение к прямому численному моделированию на ЭВМ нестационарного процесса деформаций трехслойной оболочки рассматриваемого типа.

Совместный расчет системы дифференциальных уравнений осесимметричной гидроупругости проведен на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием явной конечно-разностной схемы. Движение жидкости описывается одномерным волновым уравнением для потенциала скоростей φ , движение оболочки — уравнениями динамики тонкого кругового кольца:

$$(4) \quad \frac{\rho}{E} \ddot{w}_1 = -\frac{w_1}{R_1^2} - \frac{p_1 - p_0}{h_1 E}, \quad \frac{\rho}{E} \ddot{w}_2 = -\frac{w_2}{R_2^2} + \frac{p_2}{h_2 E},$$

$$\frac{\ddot{\varphi}}{c_0^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} \quad (\bar{r}_1 \leq r \leq \bar{r}_2), \quad c_0^2 = \frac{K_2}{\rho_0},$$

$$p_1 = -\rho_0 \left. \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right|_{r=R_1}, \quad p_2 = -\rho_0 \left. \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right|_{r=R_2},$$

где w_1 , w_2 — смещения внутренней и внешней оболочек; c_0 — скорость звука в жидкости. Начальные условия нулевые. Граничные условия на смачиваемых поверхностях соответствуют равенству нормальных скоростей оболочек и жидкости:

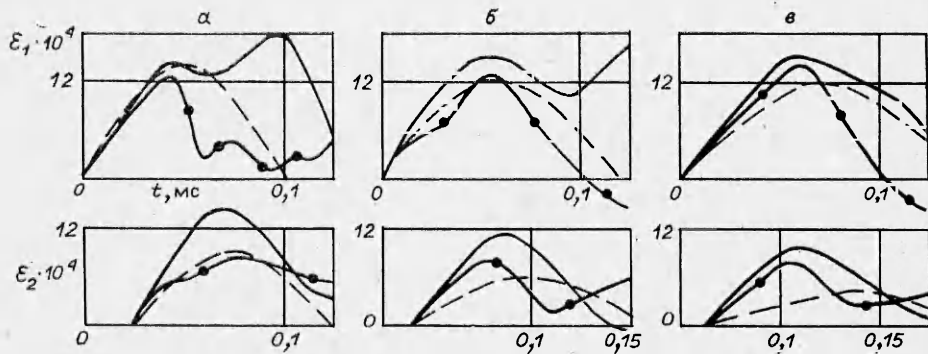
$$(5) \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=R_1} = \dot{w}_1, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=R_2} = \dot{w}_2.$$

Уравнения (4) с граничными условиями (5) соответствуют точной модели гидроупругости в линейной постановке. Параметры падающей на внутреннюю оболочку волны взрыва p_0 соответствовали измеренным экспериментально (см. рис. 3).

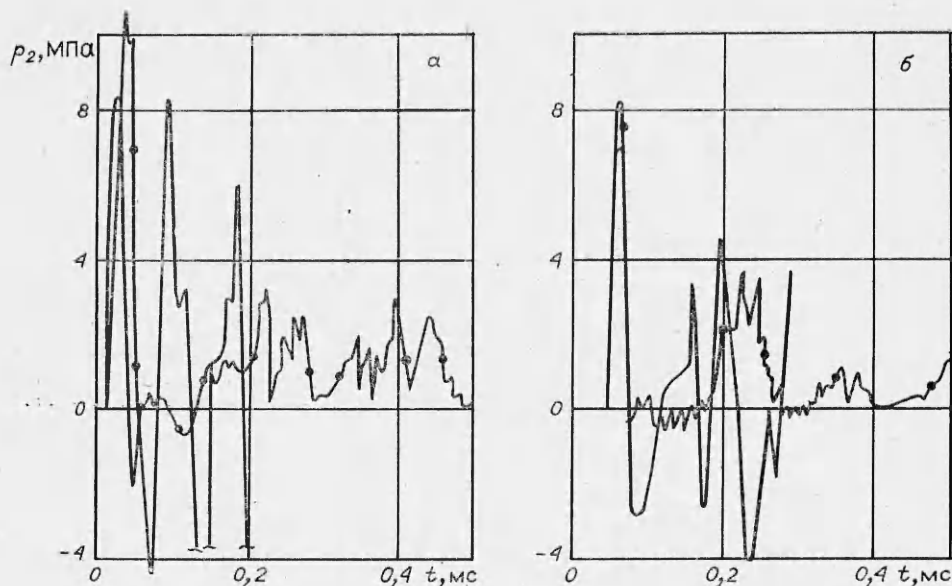
Для увеличения точности численных расчетов параметры разностной сетки выбиралась из условия минимизации численной дисперсии [10]. Более подробная информация об использованной методике расчета и особенностях конечно-разностной алгоритмизации задач нестационарной гидроупругости приведена в [9, 11].

На рис. 5, а–в для $H = 27; 47; 77$ мм приведены осциллограммы радиальных деформаций ε_1 , ε_2 . Сплошные кривые — расчет по точной теории, штриховые — по упрощенной модели (2), (3), кривые с точками — эксперимент.

Анализ кривых $\varepsilon_1(t)$ показал, что в интервале времени $0 < t \leq T/4$, где амплитуды деформаций достигают максимальных значений, данные теории и эксперимента находятся в неплохом согласии. Для системы с наименьшим зазором ($H = 27$ мм) осциллограммы деформаций, рассчитанные по приближенной и точной теориям, практически совпадают вплоть до $t = 0,65 \cdot 10^{-4}$ с, что почти вдвое превышает время пробега акустической волной расстояния $2H$. Для других значений H приближенная теория дает заниженные (на ~15%) по сравнению с точной амплитуды, однако качественный характер осциллограмм до $t = 3H/c_0$ ($H = 47$ мм) и $t = 2,5 H/c_0$ ($H = 77$ мм) остается одинаковым. Таким образом, зависимость $\varepsilon_1(t)$ в интервале $0 < t \leq T/4$ с достаточной для практики точностью можно оценить по формуле (2).



Р и с. 5



Р и с. 6

Осциллограммы деформаций внешней оболочки $\varepsilon_2(t)$, полученные в эксперименте, хорошо описываются приближенной оценкой (3) лишь в случае $H = 27$ мм. С ростом H рассогласование результатов, соответствующих приближенной модели и эксперименту, растет, и при $H = 77$ мм формула (3) почти вдвое занижает максимальную амплитуду и частоту $\varepsilon_2(t)$. Точная же теория, наоборот, дает завышенную амплитуду, и здесь рассогласование с экспериментом максимально при $H = 27$ мм.

Проведенные сравнения свидетельствуют о том, что применительно к описанию зависимостей $\varepsilon_1(t)$, $\varepsilon_2(t)$, полученных экспериментально, точная модель линейной гидроупругости не имеет преимуществ перед приближенной моделью эквивалентной системы с одной степенью свободы. Таким образом, выяснилось, что существенное различие в поведении опытных и расчетных осциллограмм при $t > T/4$ не связано с учетом или неучетом высших форм колебаний в рамках модели линейной гидроупругости, а вызвано иными причинами. Одна из них — несоответствие линейной модели деформирования идеальной жидкости экспериментально изучаемому процессу, в котором сопротивление реальной жидкости сжатию и сопротивлению растяжению существенно отличаются.

На рис. 6 показано давление, действующее на внешнюю оболочку со стороны жидкого слоя (сплошные кривые — теория, кривые с точками — эксперимент, а, б — $H = 27$ и 77 мм). Головные импульсы давления (фаза сжатия) находятся в хорошем согласии. Вслед за сжатием линейная теория определяет фазу разрежения, и далее с течением времени происходит чередование положительных и отрицательных фаз. В эксперименте фазы разрежения не проявляются. Вид осциллограмм позволяет предположить, что при достижении давлением разрежения некоторых (относительно малых) амплитуд может наблюдаться отрыв жидкости от стенок (а возможно, и внутри слоя), что приводит к образованию кавитации и существенно нелинейным колебаниям жидкости. В результате сплошность жидкости нарушается, и связь между оболочками становится недетерминированной. Этого линейная модель гидроупругости, на которой построены расчеты, не учитывает, и ее результаты, начиная с момента достижения давлением отрицательных значений, не имеют отношения к реальному процессу.

С кавитацией, по-видимому, связано отмеченное в экспериментах интенсивное затухание процесса свободных колебаний, поэтому с точки зрения прочности оболочек при их работе в условиях многократного нагружения (например, взрывные камеры) наличие нелинейных процессов, протекающих в кавитирующей жидкости, может быть полезным.

Существенных изменений в общем характере колебаний при увеличении толщины слоя жидкости не наблюдается, имеются лишь некоторые различия в деталях процессов. В частности, прослеживается тенденция к снижению темпа затухания колебаний с ростом H на внутреннем слое и обратное явление на внешнем, где при $H = 77$ мм процесс колебаний становится аперодическим. Причина таких изменений — ослабление взаимодействия слоев, связанное с увеличением расстояния между ними.

Помимо центральной зоны оболочки, представляют интерес деформации в областях краевых эффектов — в местах сопряжения оболочки с жесткими фланцами. Концентрации динамических деформаций здесь не обнаружено. В частности, на поверхности внешнего несущего слоя при $H = 47$ мм максимальные амплитуды широтных и окружных деформаций, зарегистрированные датчиками 1, 2 вблизи фланцев, составляли $5,2 \cdot 10^{-4}$ и $2,1 \cdot 10^{-4}$.

В заключение отметим, что оценку максимальных амплитуд окружных деформаций (с погрешностью, идущей в запас) можно получить из расчета по линейной модели гидроупругости. Амплитуды деформаций наиболее нагруженного внутреннего слоя с достаточной для практических целей точностью дает приближенная модель системы как тела с одной степенью свободы.

Авторы благодарят Ш. У. Галиева и А. Ф. Демчука за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Демчук А. Ф. Металлические взрывные камеры. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1968.
2. Демчук А. Ф. Один метод расчета взрывных камер. — ПМТФ, 1968, № 5.
3. Иванов А. Г., Новиков С. А., Спичин В. А. Исследование поведения замкнутых стальных оболочек при взрыве внутри них зарядов взрывчатого вещества. — ПМТФ, 1968, № 6.
4. Адищев В. В., Корнев В. М. К расчету оболочек взрывных камер. — ФГВ, 1979, т. 15, № 6.
5. Корнев В. М., Адищев В. В. и др. Экспериментальное исследование и анализ колебаний оболочки взрывной камеры. — ФГВ, 1979, т. 15, № 6.
6. Бузуков А. А. Особенности поведения стенок взрывных камер под действием импульсной нагрузки. — ФГВ, 1976, т. 12, № 4.
7. Бузуков А. А. Нагрузки, возникающие при взрывах в воздушнонаполненной взрывной камере. — ФГВ, 1980, т. 16, № 5.
8. Cenerini R., Curioni S., Holtbecker H. et al. Experimental analysis of composed structure subject to a dynamic load. — In: Proc. of the First Int. Conf. Struct. Mech. React. Technol. Berlin, 1971, v. 3.
9. Пинчукова Н. И. Динамика двух коаксиальных цилиндрических оболочек с жидким наполнителем. Новосибирск: ИГД СО АН СССР, 1982 (деп. в ВИНТИ, № 4677-82 ДЕП).
10. Степаненко М. В. Об одном методе расчета нестационарных импульсных процессов деформаций в упругих конструкциях. — ФТПРПИ, 1976, № 2.
11. Пинчукова П. И., Степаненко М. В. Действие акустической волны давления на оболочки вращения. Новосибирск: ИГД СО АН СССР, 1982 (деп. в ВИНТИ, № 2287-82 ДЕП).

Поступила 7/XII 1984 г.

УДК 539.375

ОБ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ КЛИНА ПРИ ПРЕДЕЛЬНОМ СОПРОТИВЛЕНИИ СДВИГУ И ОТРЫВУ

И. Т. АРТЕМЬЕВ, Д. Д. ИВЛЕВ

(Чебоксары)

Рассматривается равновесие остроугольного клина в условиях плоской деформации под действием равномерно распределенной нагрузки q , приложенной по нормали к одной из его граней (рис. 1), при наличии пределов прочности $k > 0$, $d > 0$ на сдвиг и отрыв [1] таких, что касательные и нормальные компоненты напряжения удовлетворяют условиям $\tau_{\max} \leq k$, $\sigma_{\max} \leq d$. Область, в которой максимальные компоненты напряжения не достигли этих пределов, будем считать упругой.

В отличие от упругопластического клина (при предельном сопротивлении только сдвигу [2]) в данном случае размеры зон предельных состояний зависят не только от величины, но и от направления нагрузки ($q > 0$, $q < 0$). В работе определяются интервалы нагрузки q , соответствующие различным качественным состояниям клина.

1. В общем случае клин разделен на три зоны I—III (рис. 1), в которых имеют место соответственно сдвиговое, упругое и отрывное состояния. Уравнения для напряжений в зоне I принадлежат к гиперболическому типу и имеют два ортогональных семейства прямолинейных характеристик, наклоненных к свободной грани под углом $\pi/4$, а в зоне III уравнения принадлежат к параболическому типу и имеют одно семейство характеристик, ортогональных главному напряжению [1]. В зонах I и III осуществляется равномерное напряженное состояние и границы с зоной II прямолинейны.

Принищем компонентам тензора напряжений в зонах I и III верхние индексы минус и плюс соответственно. Главные напряжения здесь имеют определенные значения:

$$\sigma_1^- = 0, \quad \sigma_2^- = -2k, \quad \sigma_1^+ = d, \quad \sigma_2^+ = -q.$$

Напряженные состояния в зонах I и III интерпретируются диаграммами Мора на рис. 2. Очевидно, на прямых OB и OC , разделяющих три зоны и составляющих углы