

Динамика конструкций и сооружений

ДИНАМИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТЕКЛОПЛАСТИКОВЫХ ТРУБОПРОВОДОВ, ЗАПОЛНЕННЫХ ЖИДКОСТЬЮ, ПРИ ВНУТРЕННЕМ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

А.Г. ШЕВЛЯКОВ, канд. техн. наук

Московский государственный университет природообустройства

Настоящая статья посвящена разработке неклассической модели динамического поведения тонкостенного цилиндрического трубопровода, содержащего сжимаемую жидкость, при действии давления взрывной волны. Принимается, что заряд химического ВВ (тритил, гексоген, пластит и др.) расположен на оси трубопровода.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: тонкостенный цилиндрический трубопровод,

Практика проектирования современных машиностроительных и строительных конструкций и сооружений выдвинула проблему построения моделей расчета переходных волновых процессов деформаций, обусловленных действием импульсивной нагрузки. К настоящему моменту в этой области механики деформируемых систем накоплен значительный опыт: построено большое число различных математических моделей деформирования стержней, пластин и оболочек; развиты эффективные аналитические и численные методы решения научных и прикладных задач; получены практически значимые результаты. Вместе с тем, постоянно возникают новые задачи, требующие их научного осмысления и разработки адекватных механико-математических моделей. Примером такой задачи может служить проблема деформирования трубопроводных систем, содержащих жидкость (или газ), при действии на них внутренних кратковременных нагрузок, возникающих при нештатных ситуациях.

Начало исследованиям распространения волны давления в жидкости в цилиндрических трубопроводах заложено в классических работах [1, 2], в которых впервые на базе простейших математических моделей осмыслено явление гидравлического удара.

В монографиях [3, 4] исследованы движения потоков реальных жидкостей в трубах, моделируемых уравнениями тонкостенных оболочек. Общая теория деформирования оболочек, выполненных из композитных материалов, представлена в работах [5, 6]. Частные линейные задачи о распространении волновых процессов в тонкостенных оболочках с наполнителем (и без него) решены в статьях [7, 8, 9]. В книге [10] разработаны надежные методы исследования статки и динамики композитных тонкостенных элементов, склонных к потере устойчивости и испытывающих значительные прогибы в условиях статического и динамического нагружения. Предлагаемые математические модели и методы их исследования приложены к широким классам практически важных задач. Прочность цилиндрических оболочек из композитных материалов без наполнителя и с упругим наполнителем исследовалась авторами работ [11, 12]. Динамика тонкостенной изотропной цилиндрической оболочки большой протяженности, нагруженной давлением слабой воздушной ударной волны, движущейся по её наружной поверхности, в линейной постановке рассмотрена авторами [13]. В работе [14] предложена линейная одномерная модель динамического деформирования гидроупругих цилиндрических и сферических систем, находящихся под действием внутренних источников, расположенных на оси симметрии или в центре сферической оболочки. Внутренний объем композитной конструкции полностью заполнен идеальной сжимаемой жидкостью. В монографии [15] разработаны важные для практики линейные модели колебаний замкнутых тонко-

стенных оболочек, частично заполненных идеальной несжимаемой жидкостью. Исследованы случаи свободных и вынужденных колебаний гидроупругих систем. В рамках различных теорий тонкостенных цилиндрических оболочек исследованы процессы их деформирования, обусловленные внешним кратковременным давлением [16, 19]. Учтены анизотропные и вязкоупругие свойства материалов цилиндрических оболочек. Прикладные теории и расчеты трубопроводов и трубопроводных систем исследованы в работах [20-23]. Статьи [25-28] посвящены экспериментальным исследованиям параметров воздушных ударных волн и волновым процессам, протекающим при действии подземных ядерных взрывов. Рассмотрены обобщенные оценки действия взрывных нагрузок. Описаны способы создания взрывобезопасных объектов.

Настоящая статья посвящена разработке неклассической модели динамического поведения тонкостенного цилиндрического трубопровода, содержащего сжимаемую жидкость, при действии давления взрывной волны. Принимается, что заряд химического ВВ (тротил, гексоген, пластит и др.) расположен на оси трубопровода. Решение соответствующей нелинейной начально-краевой задачи строится в два этапа.

На первом этапе построено решение нелинейной сферически симметричной задачи о распространении одномерной волны в окрестности заряда.

На втором этапе решение первой задачи используется в качестве известного давления на торцевую поверхность жидкости, полностью заполняющей весь внутренний объем полубесконечного цилиндрического трубопровода.

Принимается, что источник динамического давления имеет первоначально сферическую форму радиуса r_0 и помещен на оси гидроупругой системы (рис.1, а), причем $r_0 \ll R$ (R – радиус трубопровода).

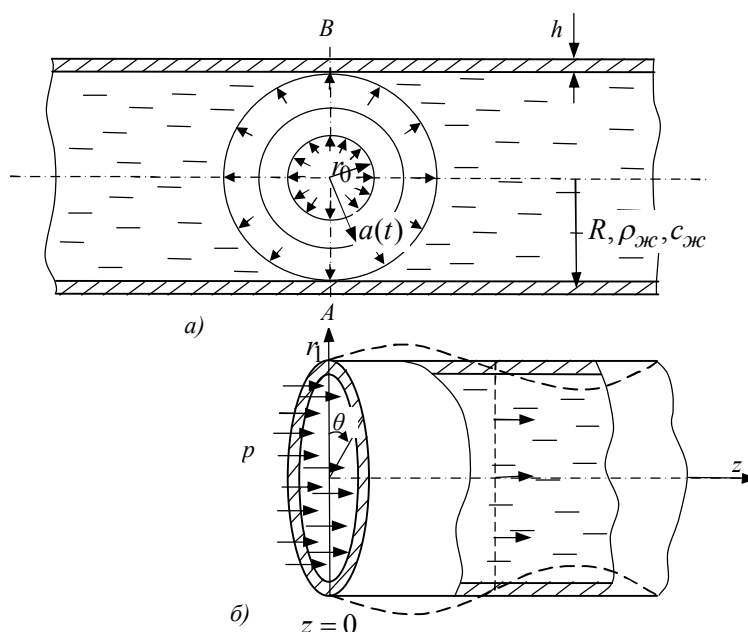


Рис. 1. Геометрия задачи: а) положение заряда ВВ, газовой полости и фронта сферической волны сжатия до момента её выхода на внутреннюю поверхность трубопровода; б) цилиндрический трубопровод, заполненный жидкостью, под действием вычисленного торцевого давления

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ происходит детонация химического ВВ. Следовательно, при $t > 0$ внутри сферы радиуса r_0 происходит фор-

мирование газовой полости, радиус которой $r = a(t)$ возрастает с течением времени. Вначале пренебрегаем сжимаемостью жидкости. В сферических координатах r, β, α это условие записывается в форме известного равенства $\text{div}(\vec{v}) = 0$ или в развернутом виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r) + \frac{1}{r \sin \beta} \frac{\partial}{\partial \beta} (v_\beta \sin \beta) + \frac{1}{r \sin \beta} \frac{\partial v_\alpha}{\partial \alpha} = 0 \quad (1)$$

$$(r > a(t), 0 \leq \beta \leq \pi, 0 \leq \alpha < 2\pi).$$

Здесь v_r, v_β, v_α – проекции вектора скорости жидких частиц на оси сферической системы координат.

До момента выхода интенсивной сферической волны сжатия на внутреннюю поверхность трубопровода (точки A и B на рис. 1, a) задача обладает центральной симметрией (все частицы от центра движутся вдоль радиуса).

В этом частном случае уравнение несжимаемости (1) значительно упрощается и записывается так

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r) = 0, \quad r > a(t). \quad (2)$$

Это уравнение допускает решение в замкнутом виде

$$v(r, t) = C(t)/r^2, \quad r > a(t), \quad (3)$$

где $C(t)$ – произвольная функция времени (индекс r у скорости v опущен).

Предполагается адиабатическое расширение продуктов взрыва. Следовательно, давление газа в расширяющейся сферической полости можно описать следующей зависимостью

$$p(t) = p_0 [r_0 / a(t)]^{3\gamma}. \quad (4)$$

Здесь γ – показатель адиабаты газа (постоянная величина); p_0 – начальное значение взрывного давления, r_0 – радиус сферического заряда в начальный момент времени $t = 0$.

Для определения произвольной функции $C(t)$ используем естественное кинематическое граничное условие, выражающее тот очевидный факт, что частицы жидкости, попадающие на поверхность газового пузыря, движутся вместе с границами

$$v(r, t)|_{r=a(t)} = \dot{a}(t). \quad (5)$$

и получаем выражение для произвольной функции интегрирования

$$C(t) = a^2(t) \dot{a}(t) \quad (6)$$

Поле скоростей частиц в сферическом случае выражается конечной зависимостью

$$v(r, t) = [a(t)/r]^2 \dot{a}(t). \quad (7)$$

Поле давлений в сферически симметричном случае описывается нелинейным дифференциальным уравнением первого порядка

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad r > a(t). \quad (8)$$

После подстановки сюда выражения (7) и последующего интегрирования по r имеем следующее нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{2}{r^3} (2a\dot{a}^2 + a^2\ddot{a}) - 10 \frac{a^4 \dot{a}^2}{r^6} = \frac{1}{\rho} p(r, t). \quad (9)$$

Откуда получаем нелинейное дифференциальное уравнение относительно радиуса расширяющегося сферического пузыря

$$a\ddot{a} + \frac{3}{2} \dot{a}^2 = \frac{1}{\rho} p_0 \left(\frac{r_0}{a} \right)^{3\gamma}. \quad (10)$$

Произвольная функция времени, появляющаяся в процессе интегрирования, полагается равной нулю. После введения обозначения $c^2 = p_0/\rho$ это уравнение можно записать более компактно

$$a\ddot{a} + \frac{3}{2} \dot{a}^2 = c^2 \left(\frac{r_0}{a} \right)^{3\gamma}. \quad (11)$$

Для концентрированных продуктов взрыва показатель адиабаты газа γ чаще всего выбирают равным $4/3$, поэтому предыдущее уравнение записывается так

$$a\ddot{a} + \frac{3}{2} \dot{a}^2 = c^2 \left(\frac{r_0}{a} \right)^4. \quad (12)$$

Это уравнение (12) при начальных условиях $a(t)|_{t=0} = r_0$, $\dot{a}(t)|_{t=0} = v_0$ проинтегрировано численно. Следовательно, известно давление $p(r, t)$ во всех точках сферы, радиус которой равен радиусу R цилиндрического трубопровода. Максимальное значение этого давления может достигать величин (30 – 40) кПа.

С этого момента начинается второй этап решения задачи. Он характеризуется тем, что во внутренней области трубопровода формируется гидродинамическая волна сжатия, которая распространяется вдоль оси конструкции.

Дальше в линейном приближении решена осесимметричная динамическая задача о деформировании цилиндрического полубесконечного трубопровода, содержащего сжимаемую жидкость, при кратковременном внешнем уже вычисленном воздействии на торцевую поверхность жидкости (рис.1, б).

Отнесем движение гидроупругой системы к цилиндрическим координатам r_1, z и θ с началом в центре торца ($z = 0$). Для описания осесимметричных деформаций цилиндрического трубопровода используется линейная система динамических уравнений ортотропной оболочки [12] в стандартных обозначениях

$$\begin{aligned} B_1 h \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + G_{12} \frac{h}{R} \frac{\partial w}{\partial z} &= \rho_0 h \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - q_1, \\ G_{12} \frac{h}{R} \frac{\partial u}{\partial z} + B_2 \frac{h}{R^2} w + B_1 \frac{h^3}{12} \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} &= -\rho_0 h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - q_2. \end{aligned} \quad (13)$$

Для ортотропного материала независимые параметры анизотропии B_1, B_2 и G_{12} выражаются через технические постоянные по следующим формулам

$$B_1 = \frac{E_1}{1 - \nu_1 \nu_2}, \quad B_2 = \frac{E_2}{1 - \nu_1 \nu_2}, \quad G_{12} = \frac{E_1 \nu_2}{1 - \nu_1 \nu_2}. \quad (14)$$

Здесь ν_2 – модуль нормальной упругости при растяжении в направлении основы; E_2 – в направлении утка; ν_1 – коэффициент Пуассона, характеризующий сокращение в направлении основы при растяжении в направлении утка; ν_2 – коэффициент Пуассона, характеризующий сокращение в направлении утка

при растяжении в направлении основы; ρ_0 – плотность материала трубопровода; h – толщина стенки трубопровода.

Радиальный прогиб $w(z, t)$ считается положительным, если он направлен к центру кривизны; $u(z, t)$ – осевое перемещение точек трубопровода. Для металлического трубопровода соотношения (14) принимают вид

$$B_1 = B_2 = \frac{E}{1 - \nu^2}, \quad G = \frac{E\nu}{1 - \nu^2}. \quad (15)$$

Через q_1 и q_2 обозначены поверхностные гидродинамические силы, действующие на внутреннюю поверхность конструкции. Заполняющую трубопровод жидкость считаем идеальной (невязкой), следовательно $q_1 \equiv 0$. Гидродинамическое давление q_2 в линейном приближении выражается зависимостью

$$q_2 = -\rho_{ж} \frac{\partial F}{\partial t} \Big|_{r_1=R}, \quad (16)$$

выражающей непосредственную связь внешней нагрузки с давлением жидкости. Гидродинамический потенциал скоростей частиц удовлетворяет следующему волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial F}{\partial r_1} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \frac{1}{r_1^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} = \frac{1}{c_{ж}^2} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad (0 \leq r_1 < R, 0 \leq z < \infty). \quad (17)$$

Здесь $c_{ж}$ – скорость гидродинамической волны. В случае осесимметричного движения последнее слагаемое слева в уравнении (17) обращается в нуль тождественно. Функция $F(r_1, z, \theta, t)$ позволяет выразить вектор скорости частиц сжимаемой жидкости по известной зависимости

$$\vec{v}(v_{r_1}, v_z, v_\theta) = \text{grad}F, \quad (18)$$

из которой проекции вектора скорости на оси цилиндрической системы координат выражаются по следующим формулам

$$v_{r_1} = \frac{\partial F}{\partial r_1}, \quad v_\theta = \frac{1}{r_1} \frac{\partial F}{\partial \theta}, \quad v_z = \frac{\partial F}{\partial z}. \quad (19)$$

В случае осесимметричной задачи компонента v_θ тождественно обращается в нуль ($v_\theta \equiv 0$). Радиальная компонента скорости v_{r_1} в точках оси симметрии ($r_1 = 0, 0 \leq z < \infty$) равна нулю ($v_{r_1}(0, z, t) = 0$), а продольная v_z зависит только от переменных r_1 и t .

На внутренней (смоченной) поверхности трубопровода принимается граничное условие неотрывного контакта прилегающих частиц жидкости с точками внутренней поверхности конструкции

$$v_{r_1} \Big|_{r_1=R} \equiv \frac{\partial F}{\partial r_1} \Big|_{r_1=R} = \frac{\partial w}{\partial t}, \quad 0 \leq z < \infty, t > 0. \quad (20)$$

Если жидкость, заполняющая внутренний объем трубопровода, предполагается вязкой, то на внутренней поверхности ($r_1 = R, 0 < z < \infty$) следует дополнительно использовать граничное условие

$$\frac{\partial F}{\partial z} \Big|_{r_1=R} = \frac{\partial u}{\partial t}, \quad 0 < z < \infty, \quad (21)$$

выражающее равенство осевых скоростей жидких частиц и точек трубопровода (деформация оболочки происходит без отрыва жидкости).

Важно подчеркнуть, что такие граничные условия на поверхности контакта сильно идеализированы. В случае действительных движений, разумеется, возможен отрыв потока от стенки трубопровода, т. е. возможен режим течения со свободными границами жидкости. Такая задача сильно нелинейна, так как в этом случае заранее неизвестно положение границ отрывных течений.

В граничных точках торца ($z = 0, 0 < r_1 < R$) действует давление $p(t)$, вычисленное на первом этапе данной задачи

$$-\rho_{жс} \frac{\partial F}{\partial t} = p(t). \quad (22)$$

В точках контура торца ($z = 0, r_1 = R, 0 \leq \theta < 2\pi$) выполняются граничные условия симметрии задачи, в соответствии с которыми при $z = 0$ в нуль обращаются $\partial w / \partial z$ и $\partial^3 w / \partial z^3$ (производная от прогиба и поперечная сила).

Линейная осесимметричная начально-краевая гидроупругая задача решается численно с помощью метода, предложенного в работах [7-8]. Построена разностная схема задачи и разработан достаточно корректный метод, позволяющий получать устойчивые численные алгоритмы как во внутренних точках области, так и для граничных условий на контакте и на торце.

Выполнены исследования по определению влияния размеров сетки на сходимость и точность результатов. Дана оценка погрешности решения и количества узлов дискретизации для получения решения с наперед заданной точностью. Проведен параметрический анализ построенного решения.

В качестве примера рассмотрен трубопровод, выполненный из стеклопластика СВМ-ИММ со следующими упругими характеристиками в главных направлениях упругости [5]

$$E_1 = 34 \cdot 10^6 \text{ кПа}, E_2 = 8,86 \cdot 10^6 \text{ кПа}, G_{12} = 2,25 \cdot 10^6 \text{ кПа}, \nu_1 = 0,3, \nu_2 = 0,078.$$

Трубопровод, изготовленный из композитного материала, заполнен водой с $\rho_{жс} = 1000 \text{ кг/м}^3$, $c_{жс} = 1500 \text{ м/с}$. Толщина стенки трубопровода $h = 0,01 \text{ м}$; радиус срединной поверхности $R = 0,3 \text{ м}$; радиус заряда r_0 равен $0,02 \text{ м}$; показатель адиабаты продуктов взрыва $\gamma = 1,4$; их плотность $\rho = 1167 \text{ кг/м}^3$; плотность стеклопластика $\rho_0 = 2200 \text{ кг/м}^3$; начальное давление продуктов взрыва $p_0 = 4 \cdot 10^3 \text{ кПа}$. Начальная скорость при взрывном процессе составляет 200 м/с . Выбраны следующие параметры расчетной сетки: $\Delta r_1 = \Delta z = 10^{-3} \text{ м}$, $\Delta t = 7,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$.

Кривыми 1, 2 и 3 на рис.2 показано изменение во времени кратковременного импульса избыточного гидродинамического давления на внутреннюю поверхность трубопровода в трех точках наблюдения $z = 3 \text{ см}$; $z = 6 \text{ см}$ и $z = 12 \text{ см}$, отстоящих от торца $z = 0$. Анализ численных результатов показывает, что пиковое значение давления на стенке достигается в момент подхода в заданную точку поверхности фронта гидродинамической волны сжатия. Максимум давления на стенку трубопровода по мере роста расстояния точки $z = \text{const}$ от торца $z = 0$ падает, а время достижения пикового значения давления растет. Импульс давления растягивается во времени. Зависимость давления на внутреннюю поверхность трубопровода от времени в точке наблюдения $z = 20 \text{ см}$ показана кривой на рисунке 3. Давление в этой точке носит осциллирующий характер; по-прежнему, ведущим фактором, определяющим давление на внутреннюю стенку трубопровода, является распространяющаяся вдоль трубы гидродинамическая волна. Вместе с тем, на этом графике уже видно заметное влияние упругих поперечных колебаний стенки цилиндрического трубопровода. Небольшие амплитуды отрицательных значений избыточного давления могут вызвать отрыв гидравлического потока от внутренней поверхности трубопровода.

Зависимость давления в точке $z = 15 \text{ см}$ на оси $r_1 = 0$ от времени (рис.4) носит пульсирующий характер. Амплитуда первой пульсации связана с приходом гидродинамической волны в точку; последующие пульсации давления обусловлены упругими поперечными колебаниями стенки трубопровода.

Изменение во времени кольцевой деформации $\varepsilon_\theta = w/R$ конструкции в сечении $z = 15 \text{ см}$ графически представлено кривой на рис.5. Ход этого графика показывает, что деформации растяжения в этом сечении чередуются с деформациями сжатия.

Из анализа числовых результатов можно сделать общий вывод:

- 1) главный вклад в динамическое нагружение внутренней поверхности трубопровода вносит гидродинамическая волна сжатия, распространяющаяся вдоль его оси;
- 2) поперечные упругие колебания конструкции, проникающие в жидкий заполнитель, вносят небольшие вариации в поле гидродинамических давлений;
- 3) возможен отрыв (отход) потока жидкости от внутренней поверхности конструкции.

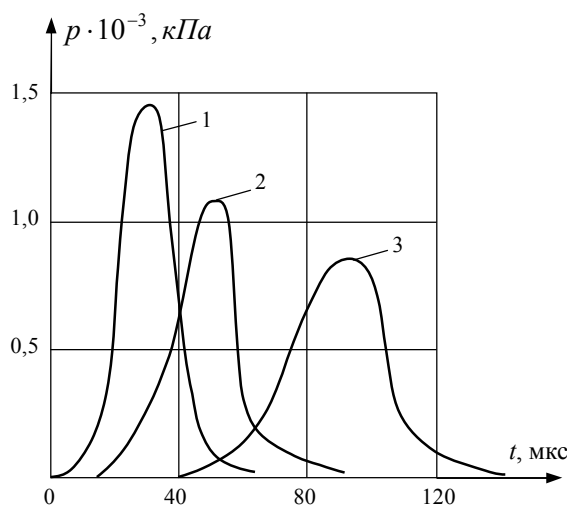


Рис. 2. Изменение во времени избыточного гидродинамического давления в трёх точках наблюдения ($z = 3 \text{ см}$; 6 см и 12 см) на внутренней поверхности трубопровода

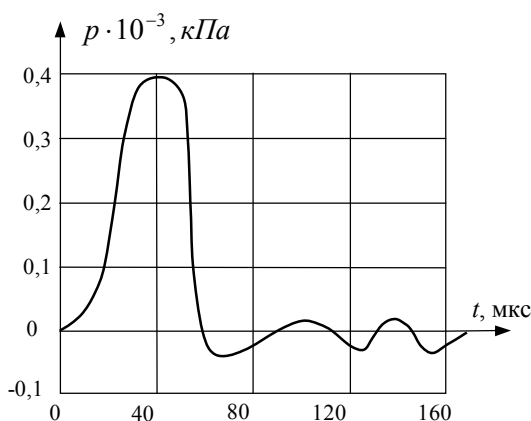


Рис. 3. Характер изменения во времени избыточного гидродинамического давления в точке $z = 20 \text{ см}$ на внутренней поверхности трубопровода

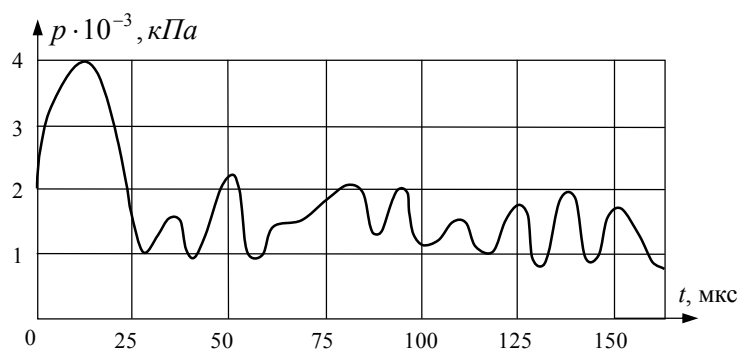


Рис. 4. Эпюра гидродинамического давления во времени на оси трубопровода в точке $z = 15$ см

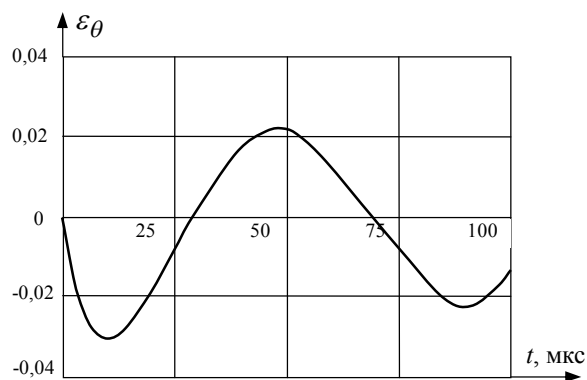


Рис. 5. Изменение во времени кольцевой деформации трубопровода в сечении $z = 15$ см

Если внутри трубопровода или емкости взрывается мощное ВВ (гексоген, пластит и др.), то на внутреннюю поверхность действуют интенсивные кратковременные нагрузки. Они могут разрушить трубопровод (емкость), что нередко приводит к разгерметизации конструкции [25-28]. В статье [29] представлена зависимость $G = \zeta \rho_{кр} a_{кр} S$ для расхода газа через отверстие площадью S , образовавшееся в цилиндрической трубе. Здесь $\rho_{кр}$ и $a_{кр}$ – критические параметры вязкого газа, ζ – постоянный коэффициент ($0 \leq \zeta \leq 1$), G – секундный расход газа, измеряемый в кг/с. В случае идеального газа $\zeta = 1$.

В качестве критерия прочности стенки трубопровода можно принять условие $|\sigma_\theta|_{\max} < [\sigma]$, где $[\sigma]$ – допускаемое напряжение материала трубопровода на растяжение-сжатие, σ_θ – окружное напряжение. Кроме того, должно выполняться условие устойчивости трубопровода (как цилиндрической оболочки) $|\sigma|_{кр} \leq \sigma_{кр}$, где $\sigma_{кр}$ – критическое напряжение, причем $\sigma_{кр} = 0,18Eh / R$.

Радиус трубопровода R определяется из условия обеспечения заданного расхода при ограничении скорости движения жидкости (газа) в нем, а толщина стенки h – из критерия прочности. Иногда толщины стенок трубопроводов выбираются из конструктивных или технологических соображений, а затем проверяются на действие избыточных давлений, которые вызваны гидроударом и которые нередко приводят к разрыву трубопроводов.

Вопросы сохранения герметичности трубопроводных систем и различных емкостей, содержащих взрывоопасные жидкости и газы, представляют непосредственный интерес для правильного экологического прогнозирования при

возникновении чрезвычайных ситуаций. В этой связи в статье [30] разработана современная концепция промышленной безопасности и предложены эффективные меры защиты населения и территорий от чрезвычайных ситуаций природного и техногенного характера.

Широким фронтом такие работы выполняются по Государственной научно-технической программе РФ “Безопасность населения и народно-хозяйственных объектов с учетом риска возникновения природных и техногенных катастроф”. Настоящая работа выполнена в рамках Федеральной целевой научно-технической программы (ФЦНТП) “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники”, рассчитанной на 2002-2006 г.г.

Л и т е р а т у р а

1. *Громека И.С.* О скорости распространения волнообразного движения жидкости в упругих трубах. – М.: Изд-во АН СССР, Сборник сочинений, 1949. – 458 с.
2. *Жуковский Н.Е.* О гидравлическом ударе в водопроводных трубах. – М-Л.: Гостехиздат, 1949. – 236 с.
3. *Чарный И.А.* Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. – М.: Недра, 1956. – 382 с.
4. *Вольмир А.С.* Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи аэроупругости. – М.: Наука, 1976. – 416 с.
5. *Амбарцумян С.А.* Общая теория анизотропных оболочек.–М.: Наука, 1974.–446 с.
6. *Механика композитов в 12 томах.* Под общей редакцией академика Гузя А.Н. Том 12, Прикладные исследования. – Киев: А.С.К., 2003 – 399 с.
7. *Сабодаш П.Ф., Навал И.К.* Осесимметричные волны в ортотропной цилиндрической оболочке// Механика композитных материалов, Рига, 1981, №5. – С.45-51.
8. *Сабодаш П.Ф.* Распространение волн в ортотропной оболочке вращения конечной длины// Известия АН СССР, Механика твердого тела, 1985, №2. – С.163-170.
9. *Васильев В.В., Сабодаш П.Ф.* Новые наукоемкие технологии в технике// Энциклопедия, том 5. Композиционные материалы. Расчет и конструирование. Российское космическое агентство. – М.: АО НИИ “ЭНЦИТЕХ”, 1996. – 400 с.
10. *Васильев В.В., Елпатьевский А.Н.* Прочность цилиндрических оболочек из армированных материалов. – М.: Машиностроение, 1972. – 166 с.
11. *Лихнов П.П.* Динамика системы цилиндр-оболочка. – М.: Машиностроение, 1988. – 151 с.
12. *Ляховенко И.А., Шенк Ю.В.* Цилиндрическая оболочка при действии распространяющегося по её поверхности давления// Труды ЦАГИ, вып.2495, 1992.
13. *Ляховенко И.А., Меркурьев А.В.* Гидроупругое нагружение емкостей из металло-органо-пластика// Труды ЦАГИ, вып.2646, 2001. – С.36-49.
14. *Рапопорт И.М.* Колебания упругой оболочки, частично заполненной жидкостью. – М.: Машиностроение, 1967. – 358 с.
15. *Бивин Ю.К., Найда А.А.* Несущая способность цилиндрических оболочек при воздействии динамического внешнего давления// Прикладная механика, 1970, вып.6, №10. – С.28-34.
16. *Буштырков А.А., Найда А.А.* Динамическое поведение тонкостенных цилиндрических оболочек из анизотропных упругих материалов при кратковременном внешнем воздействии// Будівельник, 1973, вып.21. – С. 37-44.
17. *Галли М., Гьюни М., Рьетор Е.* Исследование переходных процессов при колебаниях давления в вязкоупругих трубах// Теоретические основы инженерных расчетов (перевод с английского), 1979, том 101, №4. – С. 58-65.
18. *Блиништейн Ю.М., Хубларян М.Г.* Распространение волны возмущений в бесконечно длинном вязкоупругом трубопроводе// Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, 1975, №3. – С. 145-158.
19. *Аксельрод Э.Л., Ильин В.П.* Расчет трубопроводов. – Ленинград: Машиностроение, 1972. – 322 с.
20. *Федоров А.В., Фомин В.М.* Математическое моделирование работы магистральных трубопроводов. - Изд-во ИТПМ СО АН СССР, Препринт, №35, 1983. – 153 с.

21. *Овчинников В.Ф., Прохорович В.А., Смирнов Л.В.* Методика численного расчета свободных колебаний многопролетных разветвленных трубопроводов// Прикладные проблемы прочности и пластичности. Методы решения. Всесоюзный Межвузовский Сборник, Горьковский университет, 1988. – С. 104-121.
22. Исследование технологии изготовления и монтажа резервуаров и трубопроводов. – М.: Стройиздат, 1987. – 144 с.
23. *Гвоздев А.А.* К расчету конструкций на действие взрывной волны// Строительная промышленность, 1943, №1-2. – С. 34-44.
24. *Содовский М.А., Похил П.Ф.* Импульс взрыва и его зависимость от формы и размеров заряда, а также от свойств взрывчатого вещества (ВВ)// Физика взрыва. М., 1952, Изд-во АН СССР, Сборник №1. – С. 89-95.
25. Физика ядерного взрыва, том 2, Действие взрыва. - М., МО РФ, Центральный физико-технический институт, Наука, 1997. – 253 с.
26. *Вейтман Я.И., Смолин Н.И.* Ударные воздушные волны промышленных взрывов. – М.: Недра, 1981. – 150 с.
27. Взрывные явления. Оценка и последствия. Книга 2. Перевод с англ. под ред. акад. Зельдовича Я.Б. и д-ра физ.-мат. наук Гельфанда Б.Е. – М.: Мир, 1986. – 382 с.
28. *Демченко В.Г., Демченко Г.В.* Исследование процесса продольного разрушения газопроводов. – М.: Транспорт и подземное хранение газа. Стройиздат, 1994. – 156 с.
29. *Епишкин Ю.А., Клепацкий А.Р. и др.* Истечение струи вязкого газа через отверстие малого диаметра или трещину// Космонавтика и ракетостроение, ЦНИИМаш, 2002, вып.23. – С. 5-12.
30. *Сидоров В.И.* Исследования по промышленной безопасности в рамках ГНТП “Безопасность”// Проблемы безопасности и чрезвычайных ситуаций. Информационный сборник. – М.: ВИНТИ, №4, 2003. – С. 62-68.
31. *Кедринский В.К.* Волновые процессы и динамика структуры неоднородных сред при импульсивном нагружении// ПМТФ, 1997, №4. – С. 111-139.

**DYNAMIC DEFORMING CYLINDRICAL GLASS-AND-PLASTIC
PIPES, FILLED BY LIQUID, UNDER INNER IMPULSE LOADING**

Shevlyakov A.G.

The manuscript is devoted to the working out of non-classical model of dynamical behavior of thin walled cylindrical pipe containing compressive liquid under action of blast pressure. A chemical explosive is situated on the axis of the pipe.

