

*Л. В. Володина, Е. В. Зотов, Г. Б. Красовский,
С. А. Новиков, В. А. Синицын, А. М. Чеверикин,
М. М. Якунов*

ДИНАМИКА ВЯЗКОУПРУГИХ СФЕРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК ПРИ ВНУТРЕННЕМ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ

Для определения динамических вязкоупругих характеристик Ст.3 теоретически и экспериментально исследована динамика толстостенной замкнутой сферической оболочки. Для равномерного нагружения оболочки использовался заряд жидкого ВВ, помещенный в капсулу-разрядник в центре колбы. По результатам измерения меридиональной деформации с помощью тензометрического комплекса получено значение логарифмического декремента затухания.

Исследование вязкоупругих свойств конструкционных материалов при динамических нагрузках представляет научный и практический интерес в связи с широким внедрением в технику конструкций, работающих в условиях многократных динамических воздействий. Несмотря на принципиальные отличия в механизме рассеяния упругой энергии в различных материалах, возможен общий подход к исследованию их демпфирующих свойств при выполнении критериев теории линейной вязкоупругости [1].

Наиболее широко используемым методом экспериментального определения вязкоупругих характеристик материалов является метод свободных затухающих колебаний [2—4], в котором обычно испытываются образцы в виде стержней или пластин. При этом на результаты измерений могут оказывать заметное влияние условия закрепления образцов.

В работе [5] для определения параметров рассеяния упругой энергии применялся метод составного стержня Гопкинсона. При скорости деформации ~ 10 1/с метод дает возможность получать аналитические зависимости комплексного модуля вязкоупругости и тангенса угла потерь от времени за счет формирования синусоидального импульса давления с помощью взрывной системы нагружения.

Демпфирующие свойства металлов и сплавов зависят от их физического состояния. Этот факт отмечен, например, в [6], где приведены результаты регистрации скорости перемещения свободной поверхности стальных сферических оболочек при взрыве в центре полости заряда ВВ. На осциллограммах наблюдались вторичные пульсации скорости, период которых равен времени циркуляции упругой волны по толщине оболочки. Если деформация в опыте не выходила за пределы упругой зоны и до этого оболочка не подвергалась пластическому деформированию, то амплитуда пульсаций практически не уменьшалась в течение нескольких периодов. Затухание было интенсивнее в опытах с оболочками, которые перед этим испытали заметную пластическую деформацию или в процессе опыта перешли через предел текучести.

В настоящей работе сделана попытка определить динамические вязкоупругие характеристики по степени затухания колебаний стальной сферической оболочки в аналогичных опытах. Использование сферических моделей дает возможность снизить роль внешнего трения и уменьшить неоднородность напряженного состояния.

Как показывает анализ работ по динамике оболочек [7—14], при импульсном возбуждении колебаний возникает спектр частот. Вследствие суперпозиции гармоник происходит раскачка, проявляющаяся в циклическом росте амплитуды деформации. Наиболее обстоятельно этот вопрос освещен в [10], где путем сравнения расчетных результатов с экспериментальным для сферической взрывной камеры из Ст. 35 показано, что процесс раскачки обусловлен взаимодействием изгибных форм с мембранными. Возбуждение изгибных форм происходит за счет различного рода конструктивных элементов и несовершенств в виде локальных отклонений геометрических и механических характеристик от номиналь-

ных значений. Исследуемая камера имела массивную выпуклую пробку, которая учитывалась в расчетах как присоединенная масса. Обнаружено, что для толстостенных оболочек влияние присоединенных масс намного существеннее влияния различных несовершенств.

Принимая во внимание сравнительно малую величину вязкости для металлов, незначительно влияющую на частоту колебаний, при подготовке эксперимента рассчитывался спектр собственных частот упругой оболочки. Уравнение движения толстостенной сферической оболочки для случая центральной симметрии имеет вид [15]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{r^2} u \right),$$

где u — перемещение в направлении радиуса r ; t — время; $c = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ — скорость распространения упругой волны по толщине оболочки; λ и μ — упругие постоянные Ламе. Используя метод разделения переменных, т. е. представляя решение в виде произведения пространственной и временной функций $u(r, t) = R(r) \cdot T(t)$, для определения пространственной функции $R(r)$ можно получить уравнение Бесселя

$$r^2 R'' + 2rR' - (\lambda_n r^2 - 2)R = 0,$$

где λ_n — параметр, значения которого определяют спектр собственных частот $\omega_n = c\lambda_n$.

Задача об определении собственных значений параметра λ_n решается из условия существования нетривиального решения уравнения Бесселя при условии равенства нулю нормального напряжения на внутренней и наружной поверхностях оболочки. В результате получается следующее характеристическое уравнение:

$$\operatorname{ctg} \lambda_n (r_2 - r_1) = \frac{A^2 \lambda_n^2 r_1 r_2 - A \lambda_n^2 r_2^2 + \lambda_n^4 r_1^2 r_2^2 + A^2 - A^2 \lambda_n^2 r_1^2}{\lambda_n (r_2 - r_1) (A \lambda_n^2 r_1 r_2 + A^2)},$$

где $A = 4\mu/(\lambda + 2\mu)$, r_1 и r_2 — внутренний и внешний радиусы оболочки. Уравнение решается численно.

При постановке эксперимента ставилась задача сведения к минимуму числа факторов, влияющих на центральную симметрию процесса. Этим требованием обусловлен выбор исследуемой оболочки и способ нагружения. Испытывалась толстостенная сферическая колба из Ст.3 с относительной толщиной $h/r_c = 0,21$ (толщина стенки $h = 0,015$ м, радиус средней поверхности $r_c = 0,071$ м). Схема эксперимента приведена на рис. 1, а. Отмеченное выше влияние присоединенной массы (горловины с крышкой) было исключено за счет использования завинчивающейся пробки одинаковой толщины с оболочкой.

Для возбуждения упругих колебаний использовался заряд жидкого взрывчатого вещества (ЖВВ), заключенный в сферическую капсулу (рис. 1, б) из пенополистирола плотностью $0,4 \text{ г/см}^3$ с толщиной стенки

1 мм. Строго в центре капсулы между двумя тонкими проволочками создавался искровой промежуток разрядника с межэлектродным расстоянием 0,1 мм. Капсула присоединялась к электропроводам в пробке колбы с помощью двух медных проводников диаметром 0,3 мм,

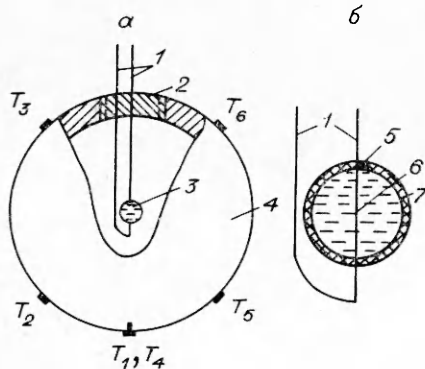
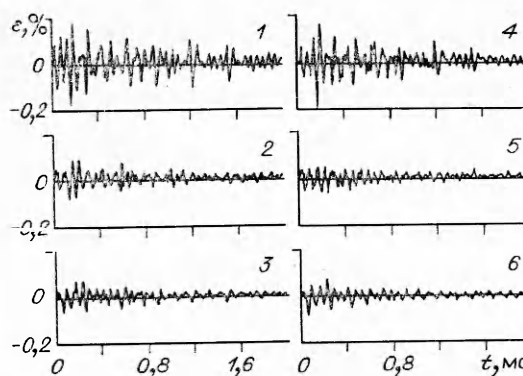


Рис. 1. Схема эксперимента (а) и конструкция капсулы-разрядника (б).

1 — электропроводы; 2 — пробка; 3 — заряд ЖВВ; 4 — колба; 5 — заливочное отверстие; 6 — межэлектродный промежуток; 7 — капсула; $T_1 - T_6$ — тензодатчики.

Рис. 2. Зависимости деформации от времени (1—6 — номера тензодатчиков).



одновременно фиксирующих ее положение в колбе. Капсула заполнялась жидким ВВ через заливочное отверстие диаметром 0,8 мм.

В качестве ЖВВ применялся раствор нитробензола (НБ) в тетранитрометане (ТНМ) в массовом соотношении ТНМ/НБ 74/26. Плотность ЖВВ 1,5 г/см³, скорость детонации 7,5 км/с при температуре +20 °С [16]. При высоковольтном пробое искрового разрядника данной конструкции детонация в ЖВВ возбуждается в центре капсулы и распространяется симметрично во всех направлениях [17]. Применение ЖВВ, обладающего малым критическим диаметром, и иницирование с помощью электрического разряда позволило исключить неизбежное влияние капсюля-детонатора на разлет продуктов взрыва при сравнительно малом весе заряда.

В опытах измерялась меридиональная деформация оболочки с помощью многоканального тензометрического комплекса, оснащенного цифровыми регистраторами. Дискретность измерений по времени составляла 4 мкс, общее время регистрации 4048 мкс. Использовались фольговые датчики деформации типа КФ5 П1-5-200-Б-12. Размещение датчиков (см. рис. 1, а) предусматривало контроль за симметрией процесса колебаний.

Проведена серия опытов с различными массами ВВ. На рис. 2 приведены результаты опыта с массой ВВ, равной 15 г. Это критическая величина для реализации упругих колебаний, при которой максимальное значение деформации не превышало 0,2 %. Сравнение результатов, полученных с различных датчиков, показывает наличие осевой симметрии процесса и, как следствие, проявление раскочки. Раскочка происходит во всех зонах, хотя наибольшая амплитуда деформации — в полюсе. По-видимому, в данном случае решающую роль играет краевой эффект, обусловленный влиянием резьбового соединения.

С течением времени взаимодействие различных форм ослабевает и характер колебаний стабилизируется. На рис. 3, а показана зависимость деформации от времени $\varepsilon(t)$, зарегистрированная в полюсе оболочки в течение 4 мс, на рис. 3, б — спектр функции $\varepsilon(t)$ (в нормированном виде).

Спектр вычислялся, исходя из предположения, что функция $\varepsilon(t)$ обладает сплошным спектром и может быть представлена интегралом Фурье [18]:

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} dt,$$

где ω — круговая частота; $S(\omega) = A(\omega) + iB(\omega)$ — спектральная плот-

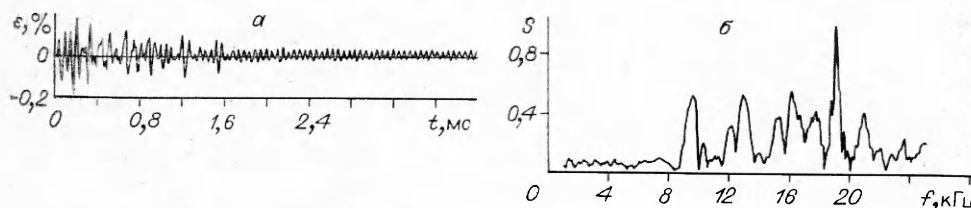


Рис. 3. Зависимость деформации от времени (а) и спектр деформации (б).

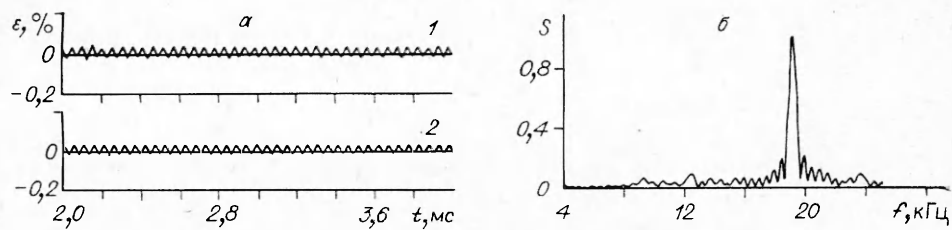


Рис. 4. Усеченная зависимость деформации от времени (а) (1 — экспериментальная, 2 — аналитическая) и спектр усеченной зависимости 1 (б).

ность; $i = \sqrt{-1}$. Коэффициенты Фурье в тригонометрической форме имеют вид

$$A(\omega) = \int_0^T \varepsilon(t) \cos \omega t dt,$$

$$B(\omega) = \int_0^T \varepsilon(t) \sin \omega t dt,$$

T — длительность анализируемого процесса колебаний. Вычисление коэффициентов Фурье осуществлялось с помощью кубических сплайнов, алгоритм построения которых дан в [19].

Спектр колебаний на рис. 3, б показывает наличие ряда равнозначных гармоник, что затрудняет определение вязкоупругих характеристик. Поэтому при обработке результатов часть данных «отсекалась». На рис. 4, а приведена усеченная зависимость $\varepsilon(t)$, на рис. 4, б — ее спектр, который существенно отличается от спектра на рис. 3, б. Положение главного максимума соответствует расчетному значению собственной частоты колебаний с точностью до 1,8%. Расчетное значение $f_0 = 18\,810$ Гц, экспериментальное — 19 150 Гц. В расчетах использовались физико-механические характеристики для Ст.3 из [20]. Экспериментальная величина частоты получена в результате усреднения данных пяти опытов.

На рис. 4, а (функция 2) показана аналитическая зависимость $\varepsilon(t)$, представляющая собой аппроксимацию зависимости 1 затухающей синусоидой

$$\varepsilon(t) = \Delta\varepsilon + \varepsilon_0 e^{-at} \sin(\omega_0 t + \varphi_0),$$

где $\Delta\varepsilon$ — квазистатическая деформация за счет остаточного давления продуктов взрыва ($\Delta\varepsilon = 0.011\%$); ε_0 — амплитуда колебаний относительно смещенного положения равновесия ($\varepsilon_0 = 0.035\%$); a — коэффициент затухания ($a = 120$ 1/с). Значения ε_0 и a определялись с помощью метода наименьших квадратов. Частота $\omega_0 = 2\pi f_0$ и начальная фаза φ_0 получены по результатам спектрального анализа.

Коэффициент затухания связан с логарифмическим декрементом затухания Δ соотношением $\Delta = aT_0$ (T_0 — период колебаний). В данном случае $\Delta = 0.63\%$. Разброс значений Δ не превышает 0,005%. Этот результат не противоречит данным, полученным при упругих колебаниях сплошных круглых образцов с частотой 20 кГц [20].

Таким образом, метод определения динамических вязкоупругих характеристик материалов с помощью внутреннего взрывного нагружения сферических оболочек дает возможность оценивать параметры рассеяния упругой энергии как при интенсивном, так и слабом затухании колебаний. Преимуществом данного метода по сравнению со стандартными можно считать размеры образцов, так как макрообъект в меньшей степени изменяет свои свойства при механической обработке и менее чувствителен к внешнему трению в процессе эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шепери Р. А. Вязкоупругое поведение композиционных материалов. Механика композиционных материалов/Под ред. Дж. Сендечки.— М.: Мир, 1978.— С. 102—195.— Т. 2.
2. Кольский Г. Волны напряжения в твердых телах.— М.: ИЛ, 1955.
3. Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров.— М.: ИЛ, 1963.
4. Малкин А. Я., Аскадский А. А., Коврига В. В. Методы измерения механических свойств полимеров.— М.: Химия, 1978.
5. Большаков А. П., Володина Л. В., Новиков С. А. и др. Экспериментально-расчетное исследование вязкоупругопластических характеристик поликарбоната при импульсном нагружении. Прикладные проблемы прочности и пластичности. Алгоритмизация и автоматизация решения задач упругости и пластичности.— Горький: Горьк. ун-т, 1984.— С. 121—124.
6. Иванов А. Г., Новиков С. А., Спницын В. А. Исследование поведения замкнутых стальных оболочек при взрыве внутри них зарядов взрывчатого вещества // ПМТФ.— 1968.— № 6.— С. 94—98.
7. Бузуков А. А. Особенности поведения стенок взрывных камер под действием импульсной нагрузки // ФГВ.— 1976.— 12, № 4.— С. 605—610.
8. Адисев В. В., Корнев В. М. К расчету оболочек взрывных камер // Там же.— 1979.— 15, № 6.— С. 108—114.
9. Корнев В. М., Адисев В. В., Митрофанов А. П. и др. Экспериментальное исследование и анализ колебаний оболочки взрывной камеры // Там же.— С. 155—157.
10. Абакумов А. И., Егунев В. В., Иванов А. Г. и др. Расчетно-экспериментальное исследование деформации оболочек взрывных камер // ПМТФ.— 1984.— № 3.— С. 127—130.
11. Белов А. И., Клаповский В. Е., Корнило В. А. и др. Динамика сферической оболочки при несимметричном внутреннем импульсном нагружении // ФГВ.— 1984.— 20, № 3.— С. 71—74.
12. Белов А. И., Беляев В. М., Корнило В. А. и др. Расчет динамики нагружения стенки сферической взрывной камеры // Там же.— 1985.— 21, № 6.— С. 132—135.
13. Луговой П. З. О влиянии характера импульсного нагружения на динамику оболочек // Докл. АН УССР. Сер. А. Физ.-мат. и техн. науки.— 1990.— № 2.— С. 43—46.
14. Абакумов А. И., Дубовкин А. С., Певпицкий А. В. и др. Расчетно-экспериментальное исследование реакции сферической взрывной камеры // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов.— 1989.— Вып. 1.— С. 3—7.
15. Крылов А. П. О некоторых дифференциальных уравнениях математической физики.— М.: Л.: Изд-во техн.-теорет. лит., 1950.
16. Зотов Е. В., Красовский Г. Б., Кручинин В. А. и др. Скорость детонации некоторых взрывчатых растворов на основе тетранитрометана и фторнитроформа // ФГВ.— 1980.— 16, № 1.— С. 148—151.
17. Зотов Е. В., Козырев А. С., Бабадей С. М. и др. Иницирование детонации растворов нитробензола в тетранитрометане в канале электрического искрового разряда // Там же.— 1982.— 18, № 4.— С. 110—114.
18. Харкевич А. А. Спектры и анализ.— М.: Изд-во техн.-теорет. лит., 1957.
19. Елисеев Г. М. L-сплайны, порождаемые уравнениями с постоянными коэффициентами. Физическая механика неоднородных сред/Под ред. Г. В. Гадяка.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1984.— С. 146—153.
20. Писаренко Г. С., Яковлев А. П., Матвеев В. В. Вибропоглощающие свойства конструкционных материалов.— Киев: Наук. думка, 1971.

г. Арзамас

Поступила в редакцию 22/VIII 1991

УДК 531.38

Г. А. Адагуров, А. Ф. Беликова, С. Н. Буравова

ОБ «АНОМАЛЬНЫХ» ЯВЛЕНИЯХ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ИМПУЛЬСНОЕ НАГРУЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ

Распространенное мнение относительно аномального поведения массопереноса и сверхглубокого проникания частиц в преграду при импульсном нагружении объясняется неучетом процессов повреждаемости, которые сопровождают упрочнение поверхностного слоя. Канальные области разуплотнения или нарушения сплошности возникают под зоной приложения нагрузки и обязаны фокусировке боковых волн разгрузки.