

ИНФОРМАТИВНЫЕ ДИАПАЗОНЫ ЧАСТОТ ДВУМЕРНЫХ ЭХО-СИГНАЛОВ ОТ ЗАПОЛНЕННЫХ ЖИДКОСТЬЮ УПРУГИХ ТОНКОСТЕННЫХ СФЕРИЧЕСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

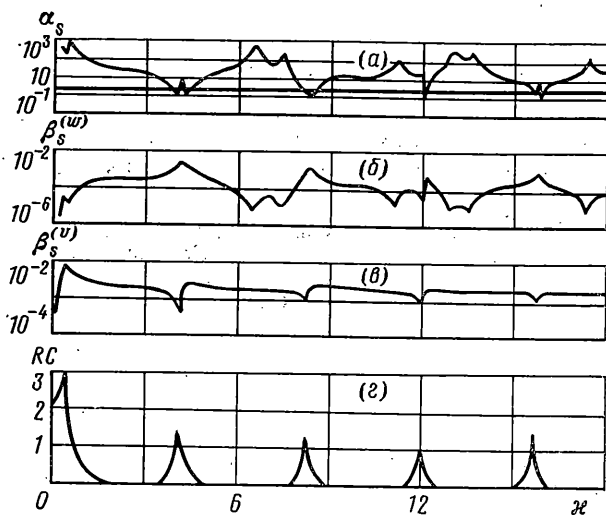
Исследованы информативные диапазоны частот заполнителя упругих тонкостенных сферических и цилиндрических оболочек. Установлено, что в рассмотренном диапазоне частот существует несколько узких неинформативных диапазонов частот заполнителя, расположение которых определяется резонансными частотами пустотелых оболочек.

Одна из основных проблем при решении обратных задач теории рассеяния для упругих тел состоит в нахождении информативных диапазонов частот параметров исследуемого тела по частотной зависимости рассеянного им поля. В [1] рассмотрены информативные диапазоны частот для упругих постоянных рассеивателя, а также для толщины стенок оболочек. Однако известно, что наличие заполнителя внутри оболочек приводит к значительному усложнению частотной зависимости рассеянного ими поля, что затрудняет определение информативных диапазонов частот. Поэтому важно уметь оценивать положение информативных диапазонов частот заполнителя по частотной зависимости рассеянного поля в случае заполненных оболочек. В [2, 3] установлено, что степень влияния заполнителя на частотную зависимость рассеянного поля упругой сферической оболочки зависит от величины $\eta=1-h/R$, где h — толщина оболочки, R — внешний радиус оболочки, и проявляется при $\eta \geq 0,6$. Однако этот результат требует уточнения, поскольку даже при выполнении этого количественного критерия можно указать такие диапазоны частот для тонкостенных оболочек с $\eta > 0,99$, где заполнитель не влияет на частотную зависимость рассеянного поля. Представленные в [1–6] частотные зависимости рассеянного поля для тонкостенных оболочек с заполнителем носят по существу иллюстративный характер, так как не был разработан численный алгоритм, позволяющий оценивать положение информативных диапазонов частот заполнителя с помощью частотной зависимости рассеянного поля. Так для алюминиевых сферических оболочек заполненных водой (плотность $\rho_3=1000$ кг/м³, скорость звука $c_3=1410$ м/с) приведены частотные зависимости рассеянного поля в диапазоне безразмерных частот $0 < \kappa \leq 30$ для оболочек с $\eta=0,975$ [4] и $\eta=0,9$ [2], а для оболочки с $\eta=0,987$ [5] в диапазоне частот $0,25 \leq \kappa \leq 96$ для трех жидких заполнителей, имеющих скорости звука $c_3=740$ м/с, $c_3=790$ м/с, $c_3=940$ м/с. Что касается бесконечно протяженных круговых цилиндров с заполнителем, то в литературе приведены лишь частотные зависимости рассеянного поля для стальной цилиндрической оболочки ($\rho_2=7700$ кг/м³, $c_t=5960$ м/с, $c_l=3240$ м/с) с $\eta=0,68138$ заполненной упругим заполнителем в виде плавленного кремния ($\rho_3=2200$ кг/м³, $c_{t3}=5968$ м/с, $c_{l3}=3764$ м/с) в диапазоне частот $0 < \kappa \leq 100$ [1], а также для «жидкого» цилиндра ($\rho_2=7700$ кг/м³, $c_t=5960$ м/с, $c_l=0$) с $\eta=0,875$, заполненного водой ($\rho_3=1000$ кг/м³, $c_3=1493$ м/с) в диапазоне частот $0 < \kappa \leq 200$ [6]. Приведенные выше результаты свидетельствуют о необходимости проведения дополнительных исследований частотной зависимости рассеянного поля для тонкостенных оболочек с $\eta > 0,99$, содержащих заполнитель, и использовать их для оценки положений информативных диапазонов частот заполнителя. В данной работе исследованы информативные диапазоны частот заполнителя упругих тонкостенных сферических и цилиндрических оболочек заполненных водой, для которых $\eta > 0,99$.

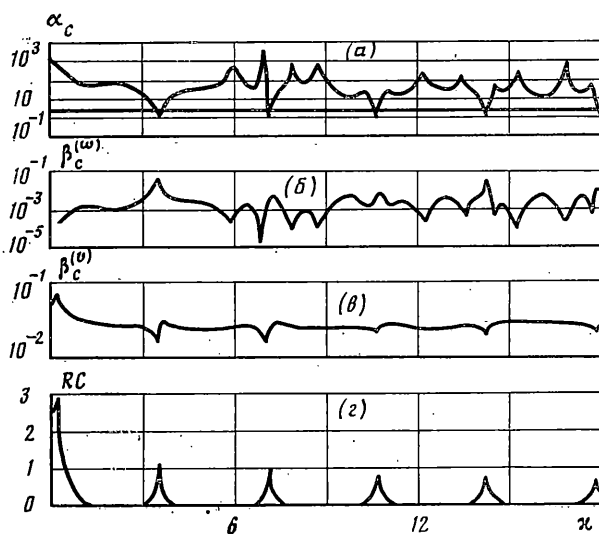
Рассмотрим тонкостенные упругие сферическую и бесконечную цилиндрическую оболочки, имеющие радиус внешней поверхности R , толщину стенок h , изготовленных из материала, характеризующегося плотностью ρ_2 , скоростями продольных и поперечных волн c_l , c_t и содержащих заполнитель в виде идеальной сжимаемой жидкости с плотностью ρ_3 и скоростью звука c_3 . Оболочки находятся в акустической среде с плотностью ρ_1 и скоростью звука c_1 . Определим частотную зависимость рассеянного поля оболочек как зависимость давления от частоты ω облучающей плоской гармонической волны, падающей в случае цилиндрической оболочки перпендикулярно его образующей и измеряемого на расстоянии r_0 от центра оболочек в направлении противоположном направлению прихода облучающей волны.

При исследовании поведения информативных диапазонов частот заполнителя в области умеренных частот с $0 < \kappa \leq 18$, где $\kappa = \omega R / c_1$ — безразмерная частота, становится затруднительным использовать коротковолновое приближение [7–9], так как при этом возрастают погрешности и для повышения точности необходимо вводить дополнительные поправки, вычисление которых является довольно трудоемким процессом. Поэтому, поскольку в рассматриваемой области частот поля, рассеянные оболочками представляются в виде рядов Рэлея [10, 11], при оценке положений информативных диапазонов частот заполнителя будем использовать численные методы.

Очевидно, что для выявления информативных диапазонов частот заполнителя необходимо сравнить частотные зависимости рассеянного поля оболочки с заполнителем, с частотной зависимостью рассеянного поля тела сравнения без заполнителя, расположенного в том же месте и имеющего ту же ориентацию, что и исследуемая оболочка. В качестве тела сравнения возьмем пустотелую упругую оболочку, имеющую ту же форму, толщину и изготовленную из того же материала, что и исследуемая оболочка с заполнителем. Для количественной оценки положений информа-



Фиг. 1



Фиг. 2

тивных диапазонов частот заполнителя введем в рассмотрение информативный коэффициент заполнителя, определяемый следующим образом

$$\alpha_n(\kappa, \eta) = \max[A_n^{(w)}(\kappa, \eta), A_n^{(v)}(\kappa, \eta)] / \min[A_n^{(w)}(\kappa, \eta), A_n^{(v)}(\kappa, \eta)] \quad (1)$$

где $n=s$ соответствует случаю сферической оболочки, а $n=c$ — цилиндрической, $A_n^{(w)}(\kappa, \eta)$, $A_n^{(v)}(\kappa, \eta)$ — амплитуды полей, рассеянных соответственно оболочкой

с заполнителем и с вакуумом внутри, которые измеряются в точке с координатами (r_0, κ) . Согласно определению (1) имеем, что значения информативного коэффициента заполнителя всегда удовлетворяют соотношению $\alpha_n(\kappa, \eta) \geq 1$. Если $\alpha_n(\kappa, \eta) \approx 1$, то это означает, что при данной частоте облучающей волны, рассеянное оболочкой поле не содержит информацию о свойствах заполнителя. Поэтому определим информативные диапазоны частот заполнителя как такие интервалы частот $k_{j1} \leq \kappa_j \leq k_{j2}$, в которых для каждой частоты удовлетворяющей этому неравенству, выполняется соотношение $\alpha_n(\kappa_j, \eta) \geq 2$ ($j=1, \dots, N$), где N — количество информативных диапазонов частот заполнителя в области $0 < \kappa \leq 18$.

На фиг. 1, а, 2, а приведены информативные коэффициенты заполнителя рассчитанные для тонкостенных сферической и бесконечной цилиндрической оболочек из алюминия ($\rho_2=2700$ кг/м³, $c_t=6420$ м/с, $c_l=3040$ м/с), заполненных водой ($\rho_3=1000$ кг/м³, $c_3=1500$ м/с) при $\eta=0,998$ и $r_0/R=300$. Горизонтальные прямые проведенные на фиг. 1, а и 2, а соответствуют значениям информативного коэффициента заполнителя равным двум. Результаты представленные на этих фигурах показы-

вают, что почти во всем рассматриваемом диапазоне частот $0 < \kappa \leq 18$ в случае тонкостенных оболочек с жидким наполнителем $\alpha_n(\kappa; 0,998) > 2$ ($n=c, s$), за исключением пяти узких неинформативных диапазонов частот $\Delta \kappa_n^{(i)}$ ($i=1, \dots, 5$), которые будем характеризовать частотами $\kappa_{nm}^{(i)}$, определяемые следующим образом $\alpha_n(\kappa_{nm}^{(i)}; 0,998) = \min_{\kappa \in \Delta \kappa_n^{(i)}} \alpha_n(\kappa; 0,998)$.

Численные значения $\kappa_{nm}^{(i)}$ приведены ниже

i	1	2	3	4	5
$\kappa_{sm}^{(i)}$	4,2	8,29	12,04	15,78	19,31
$\kappa_{cm}^{(i)}$	3,6	7,12	10,74	14,3	17,89

Выясним причины образования неинформативных диапазонов частот заполнителя. Для этого, исходя из определения информативного коэффициента заполнителя (1) рассмотрим частотные зависимости давлений в полях, рассеянных сферическими и цилиндрическими оболочками, заполненными водой, а также с вакуумом внутри. Эти зависимости показаны на фиг. 1, б, 2, б и 1, в, 2, в соответственно. Они были рассчитаны с помощью выражений, представляющих рассеянные поля в виде разложений по собственным колебаниям при значениях параметров указанных выше. Используемые при расчетах формулы приведены в [10] для сферических и в [11] для цилиндрических оболочек. Из сопоставления результатов, представленных на фиг. 1, 2 видно, что при частотах равных

$$\kappa_{nm}^{(i)} \text{ имеем } \beta_n^{(w)}(\kappa_{nm}^{(i)}) = \max_{\kappa \in \Delta \kappa_n^{(i)}} \beta_n^{(w)}(\kappa), \quad \beta_n^{(v)}(\kappa_{nm}^{(i)}) = \min_{\kappa \in \Delta \kappa_n^{(i)}} \beta_n^{(v)}(\kappa) \quad (i=1, \dots, 5; n=c, s), \text{ где } \beta_n^{(j)}(\kappa) = A_n^{(j)}(\kappa, \eta)/A_0$$

нормированные амплитуды давлений полей, рассеянных заполненной и пустотелой сферической и цилиндрической оболочками, A_0 — амплитуда давления облучающей плоской волны, $j=w, v$. При этом наблюдается следующее соотношение $\beta_n^{(w)}(\kappa_{nm}^{(i)}) \simeq \beta_n^{(v)}(\kappa_{nm}^{(i)})$, которое имеет место не только при экстремальных частотах $\kappa_{nm}^{(i)}$, но также и почти для всех частот $\kappa \in \Delta \kappa_n^{(i)}$.

Таким образом, в неинформативных диапазонах частот заполнителя происходит выравнивание амплитуд давлений полей, рассеянных заполненными оболочками и без заполнителя.

Рассмотрим теперь, каким образом можно оценить расположение экстремальных частот $\kappa_{nm}^{(i)}$, определяющих положение неинформативных диапазонов частот заполнителя. Известно [12], что минимальные значения амплитуды полей, рассеянных тонкостенными пустотелыми упругими оболочками принимаются на резонансных частотах нулевой симметричной волны типа Лэмба. Резонансные кривые $RC(\kappa)$, соответствующие этим частотам, можно найти с помощью теории резонансного рассеяния [13, 14]. Они приведены на фиг. 1, г и 2, г, соответственно для тонкостенных сферических и цилиндрических пустотелых оболочек. При этом оказывается, что номер неинформативного диапазона частот заполнителя i совпадает с номером собственного колебания в разложении рассеянного поля в ряд Рэлея, начиная с $i=1$.

Итак, проведенное выше исследование показывает, что при облучении тонкостенными сферическими и цилиндрическими оболочками с наполнителем, плоскими гармоническими волнами с частотами в диапазоне $0 < \kappa \leq 18$, амплитуды давлений рассеянных на них полей содержат информацию о наполнителе почти во всем рассматриваемом диапазоне частот, за исключением нескольких узких неинформативных диапазонов частот, определяемых резонансными частотами нулевой симметричной волны типа Лэмба для пустотелых оболочек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Векслер Н. Д. Информационные проблемы гидроупругости. Таллин: Валгус. 1982. 246 с.
2. Грилицкий Д. В., Онищук В. Я. Излучение звуковых волн полой упругой сферой с наполнителем // Изв. АН СССР МТТ, 1980. № 4. С. 179—186.
3. Hickling R. Analysis of echoes from a hollow metallic sphere in water // J. Acoust. Soc. Amer. 1964. V. 36. N 6. P. 1124—1137.
4. Diercks K. J., Hickling R. Echoes from hollow aluminium spheres in water // J. Acoust. Soc. Amer. 1967. V. 41. N 2. P. 380—393.
5. Folds D. L., Loggins C. D. Target strength of liquid-filled spheres // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. N 4. P. 1147—1151.
6. Векслер Н. Д., Каргашов Ю. А. Рассеяние акустических волн круговым жидким цилиндром, содержащим жидкий наполнитель // Изв. АН ЭССР. Физ.-мат. 1985. Т. 34, № 2. С. 182—190.
7. Метсавээр Я. А., Векслер Н. Д., Стулов А. С. Дифракция акустических импульсов на упругих телах. М.: Наука, 1979. 239 с.
8. Векслер Н. Д. Резонансное рассеяние в гидроакустике. Таллин: Валгус, 1984. 136 с.

9. Мерсавер Я. А., Пиж Ю. П. Эхо-сигнал конечного сферического импульса от заполненной жидкостью сферической оболочки // ПММ. 1976. Т. 40, вып. № 4. С. 648–654.
10. Goodman R. R., Stern R. Reflection and transmission of sound by elastic spherical shells // J. Acoust. Soc. Amer. 1962. V. 34. N 3. P. 338–344.
11. Uginčius P., Überall H. Creeping-wave analysis of acoustic scattering by elastic cylindrical shells // J. Acoust. Soc. Amer. 1968. V. 43. N 5. P. 1025–1035.
12. Gaunard G. C., Werby M. F. Resonance response of submerged, acoustically excited thick and thin shells // J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 77. N 6. P. 2081–2093.
13. Murphy J. D., George J., Nagl A., Überall H. Isolation of the resonant component in acoustic scattering from fluid-loaded elastic spherical shells // J. Acoust. Soc. Amer. 1979. V. 65. N 2. P. 368–373.
14. Murphy J. D., Breitenbach E. D., Überall H. Resonance scattering of acoustic waves from cylindrical shells // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 64. N 2. P. 677–683.

Минск

Поступила в редакцию
2.XII.1987

УДК 539.5

А. М. ЖУРОВ

СВОЙСТВА СТАЛИ 45 ПОСЛЕ ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ И ЕСТЕСТВЕННОГО СТАРЕНИЯ

На малоуглеродистой стали и алюминиевом сплаве Д16Т было обнаружено заметное увеличение предела текучести по отношению к конечному напряжению при первоначальном нагружении после их пластического деформирования растяжением и продолжительного естественного старения. Отмечалось также увеличение модуля упругости стали на 5,7% в сравнении с модулем упругости в исходном состоянии [1].

Было выявлено, что чистая разгрузка стали, проведенная сразу же по окончании нагружения до $\sigma_k = 294,3$ МПа, начиналась с напряжения, равного $0,94\sigma_k$. За период убывания напряжения до этого уровня удлинение образца росло. Это означает, что на рассматриваемом этапе реологические факторы преобладали над силовыми. Хорошо известно, что при комнатной температуре металлы, за пределами упругости ползут. Ползучестью можно объяснить запаздывание начала чистой разгрузки [2]. Но это предположение нуждается в опытным подтверждении, которое и было осуществлено в данном исследовании.

Из прутка, маркированного в качестве малоуглеродистой стали, было изготовлено восемь образцов, которые после токарной обработки были подвергнуты шлифовке. Диаметр рабочей части каждого образца был выдержан постоянным по его длине и имел размер около 7 мм; длина рабочей части составляла 105 мм.

Испытания проведены на машине и по методике, использованной в опытах [2]. Методика испытаний изменена лишь тем, что разгрузке предшествовала выдержка при σ_k разной продолжительности t .

Образец 1 первоначально был нагружен до $\sigma_k = 294,3$ МПа. До этого уровня напряжений он деформировался упруго. Повторные нагружения до 304,1 и 327,7 МПа не вызвали пластических деформаций. После этого его испытали на разрывной машине до разрушения. Растягивающее усилие измеряли по шкале 39,2 кН, а деформации прибором МК-3.

В результате последних получены следующие данные: модуль упругости $E = 205,9$ ГПа, предел пропорциональности $\sigma_p = 327$ МПа, предел текучести по допуску $0,1\%$ остаточного относительного удлинения $\sigma_s = 369,5$ МПа, условный предел прочности $\sigma_b = 555,7$ МПа и деформация при разрушении $\epsilon_b = 18,9\%$, вычисленная из условия несжимаемости по остаточному изменению диаметра образца вдали от шейки (на участке однородного деформирования).

Замечено, что изменение диаметра рабочей части образца вдали от шейки было одинаковым. Аналогичное постоянство диаметра рабочей части образца после его пластического деформирования наблюдалось на остальных испытанных образцах. По-видимому, это является следствием шлифовки и отсутствия внецентренности растяжения образцов.

Полученные на образце механические характеристики соответствуют не малоуглеродистой стали, а стали 45 в незакаленном состоянии.

Нагружения рассматриваемого образца на машине ТФ-2 производили в упругой области. Поэтому значение $E = 204$ ГПа можно сравнивать с $E = 205,9$ ГПа, полученным на разрывной машине; расхождение в модулях составляет всего 0,9%. Это свидетельствует о хорошем совпадении результатов испытаний на двух разных типах машин (силовой и кинематической), которые были использованы в опытах.

Результаты первого нагружения семи образцов до $\sigma_k = 369,3$ МПа представлены в табл. 1, где в первом столбце указаны номера образцов, t в час, ϵ_1 — деформация