

60.6

Д 438

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНЫХ ПРОБЛЕМ МЕХАНИКИ И МАТЕМАТИКИ
им. Я.С.ПОДСТРИГАЧА

На правах рукописи

ДЗЮБАЧИК
Николай Иванович

УДК 539.3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УПРУГОЙ СФЕРОИДАЛЬНОЙ ОБОЛОЧКИ
СО ЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ В АКУСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Специальность – 01.02.04
механика деформируемого твердого тела

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Львов - 1991

Работа выполнена в Институте прикладных проблем механики
и математики им. Я.С.Подстригача АН УССР

Научный руководитель – кандидат физико-математических
наук, старший научный сотрудник
А.П.Поддубняк

Официальные оппоненты: доктор физико-математических
наук Н.Д.Векслер;
кандидат физико-математических
наук, старший научный сотрудник
Р.Н.Швец

Ведущая организация – Львовский государственный университет

Защита состоится "___" _____ 1991 г. в 15⁰⁰ часов
на заседании специализированного совета К 016.59.01 по присуж-
дению ученой степени кандидата физико-математических наук и
кандидата технических наук в Институте прикладных проблем меха-
ники и математики АН УССР (г. Львов, ул. Научная, 3 "б").

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института
прикладных проблем механики и математики им. Я.С.Подстригача
АН УССР (г. Львов, ул. Научная, 3 "б").

Отзывы на автореферат просим направлять по адресу:
240053, ГСН, г. Львов-53, ул. Научная, 3 "б", ученому секретарю
специализированного совета.

Автореферат подписан "___" _____ 1991 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

П.Р.Шевчук



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Применение акустических средств в океанологии, дефектоскопии, медицине, сейсмологии и других областях ведет к необходимости исследования процессов излучения и рассеяния волн в жидких (газообразных) и твердых упругих средах. Одним из аспектов этой проблемы является разработка новых методов анализа отраженных волн от различного рода препятствий. Развитие теории рассеяния и излучения звуковых волн упругими телами в акустической среде в значительной мере связано с работами В.М.Бабича, Л.М.Бреховских, Н.Д.Векслера, И.А.Викторова, А.Г.Горюкова, Э.И.Григорюка, Д.В.Грилицкого, А.Н.Гузя, В.Д.Кубенко, Л.М.Лямшева, Я.А.Метсавэзэра, И.А.Молоткова, У.К.Нигула, Я.С.Подстригача, G.C.Gaunard, R.Hickling, C.W.Horton, M.C.Junger, W.C.Neubauer, H.M.Nussenzweig, H.Uberall и других.

В ряду рассеивающих объектов важное место занимают тела в форме вытянутых или сплюснутых сфероидов, широко встречающиеся в авиастроении, судостроении, медицине и т.п. Рассеяние на преградах сфероидальной формы достаточно глубоко изучали А.А.Клещев, Н.Б.Коникова, Т.В.Пак, Ф.Н.Пекар, В.В.Пороховский, В.Ю.Приходько, Л.А.Толоконников, М.В.Федорук, A.Bostrom, J.E.Burke, G.Chertock, L.R.Dragonette, L.Flax, G.C.Gaunard, Я.Н.Hackman, Z.H.Green, G.C.Lauchle, B.O.Peterson, G.S.Sammelmann, T.B.A.Senior, W.Tobocman, M.F.Worby, G.Yeh, C.Yen и другие.

В то же время, остаются неисследованными трехмерные задачи рассеяния акустических волн на упругих полых сфероидальных объектах с акустическим заполнителем. Особенно актуальными являются вопросы нестационарного взаимодействия волн со сфероидальными телами с произвольным эксцентриситетом.

Цель работы состоит в построении математической модели, разработке методики решения и проведении анализа задачи стационарного и нестационарного рассеяния акустических волн тонкими упругими вытянутыми сфероидальными оболочками постоянной толщины с жидким заполнителем.

Научная новизна работы заключается в следующем:

— осуществлена математическая постановка и предложена методика решения трехмерных нестационарных задач взаимодействия акустических волн с тонкими упругими сфероидальными оболочками

постоянной толщины, заполненными жидкостью;

- на основе метода S-функции в случае жидкого сфероидального отражателя (толщина оболочки устремлена к нулю) получены аналитические соотношения для нахождения резонансных характеристик спектральных линий амплитуды рассеяния;

- изучены физические механизмы процесса рассеяния плоских волн сфероидами упругими оболочками в установившемся и неуставившемся режимах.

Достоверность основных положений и полученных результатов обеспечивается корректностью постановки задач, строгостью применяемых математических методов при их решении, оценок точности и сходимости полученных численных решений, согласованностью с результатами, известными в литературе в частных случаях.

Практическая ценность. Результаты, полученные в работе, использованы в инженерной практике для прогноза функционирования новых технических устройств, применяемых в гидрофизике океана. Они могут также быть полезными при анализе решений аналогичных задач гидроупругости и расчетах на динамическую прочность сфероидаальных оболочек, так как разработанная математическая модель и созданный комплекс прикладных программ составляют основу таких исследований.

Апробация работы. Основные результаты исследований, полученные в диссертационной работе, докладывались на VII и IX конференциях молодых ученых Института прикладных проблем механики и математики АН УССР (Львов, 1979 и 1983 г.), VIII Всесоюзном симпозиуме по дифракции и распространению волн (Львов, 1981 г.), II Всесоюзной конференции "Механика неоднородных структур" (Львов, 1987 г.), Всесоюзном симпозиуме "Взаимодействие акустических волн с упругими телами" (Таллинн, 1989 г.). В целом работа докладывалась на семинаре отдела математической физики и специализированном семинаре по механике деформируемого твердого тела Института прикладных проблем механики и математики им. Я.С.Подстригача АН УССР (г. Львов, 1991 г.).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 7 научных статей.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка цитируемой литературы из 164 наименований и приложения. Общий объем диссертации - 139 страниц, включая 37 рисунков.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении дано обоснование актуальности темы исследований, проанализировано современное состояние проблемы, кратко изложены основные результаты работы.

В первом разделе приведены основные уравнения и соотношения, необходимые для исследования задач рассеяния акустических волн сфероидальными оболочками. В рамках гипотезы Кирхгофа-Лява записаны линейные уравнения движения тонкой упругой вытянутой сфероидальной оболочки постоянной толщины.

Приведена общая постановка задачи рассеяния звуковых волн тонкой упругой сфероидальной оболочкой. Суть ее состоит в следующем.

На вытянутую упругую сфероидальную оболочку, содержащую акустический заполнитель и находящуюся в безграничной идеальной сжимаемой жидкости, падает под произвольным углом к оси вращения нестационарная плоская волна давления. В результате воздействия падающего импульса на объект в окружающую среду поступает эхо-сигнал в виде последовательности эхо-импульсов. Требуется рассчитать давление в рассеянном звуковом поле. Таким образом, задача состоит в совместном решении волновых уравнений для внешней среды и заполнителя, а также уравнений движения вытянутой тонкой упругой сфероидальной оболочки при выполнении условий гидроупругого контакта сред, принципа причинности и условий ограниченности решений в заполнителе. В частных случаях рассматриваются постановки задачи для жидкого и недеформируемых (акустически жесткого нецелесообразно и мягкого) сфероидов.

Во втором разделе проводится исследование взаимодействия плоской звуковой волны с неоднородностью в виде вытянутого жидкого сфероида. С помощью интегрального преобразования Фурье по времени и метода разделения переменных получены расчетные соотношения, на основе которых выполнен анализ структуры рассеянных волн в зависимости от геометрических и физических параметров объекта и падающей волны. В частности, Фурье-трансформанта давления $P_{\theta}^P(\xi, \eta, \phi, \omega)$ найдена в виде разложения по сфероидальным гармоникам

$$P_{\theta}^P(\xi, \eta, \phi, \omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} t_{mn}^P X_{mn} S_{mn}(\epsilon \omega, \eta) R_{mn}^{(3)}(\epsilon \omega, \xi) \cos m\phi, \quad (1)$$

где

$$g_{mn} = 2p_0 (2 - \delta_{0m}) f^P(\omega) S_{mn}(\epsilon\omega, \cos\theta_0) / N_{mn}.$$

$$x_{mn} = i \sin \gamma_{mn} e^{i\gamma_{mn}} \quad f^P(\omega) = \int_0^\infty f(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (2)$$

$$\gamma_{mn} = \arctg \left[\frac{\frac{R_{mn}^{(1)}(\epsilon\omega, \xi_1)}{R_{mn}^{(1)}(\epsilon\omega_f, \xi_1)} - \frac{\rho_f c_f}{\rho c} \frac{\bar{R}_{mn}^{(1)}(\epsilon\omega, \xi_1)}{R_{mn}^{(1)}(\epsilon\omega, \xi_1)}}{\frac{R_{mn}^{(2)}(\epsilon\omega, \xi_1)}{R_{mn}^{(1)}(\epsilon\omega_f, \xi_1)} - \frac{\rho_f c_f}{\rho c} \frac{R_{mn}^{(2)}(\epsilon\omega, \xi_1)}{R_{mn}^{(2)}(\epsilon\omega_f, \xi_1)}} \right]. \quad (3)$$

Здесь ω — безразмерная частота; $R_{mn}^{(j)}(\epsilon\omega, \xi_1)$ — вытянутая сферическая радиальная волновая функция j -го рода, штрих означает частную производную по радиальной координате ξ ; $S_{mn}(\epsilon\omega, \eta)$ — вытянутая сферическая угловая волновая функция; ϵ, η, θ — сферические координаты; $\xi = \xi_1$ — радиальная координата срединной поверхности оболочки; θ_0 — угол наклона падающей волны к продольной оси оболочки; $f(\tau)$ — функция заполнения импульса послышки ($f(\tau) = 0, \tau < 0$); $\tau = ct/a$, t — время; N_{mn} — постоянная нормировки угловых сферических функций; $\omega_f = \omega c/c_f$; c, c_f — скорости звука во внешней и внутренней жидкостях; ρ, ρ_f — плотности внешней среды и заполнителя; $\epsilon = (1 - b^2/a^2)^{1/2}$ — эксцентриситет сферической поверхности; a, b — большая и меньшая полуоси сфероида; δ_{0m} — символ Кронекера; p_0 — постоянная, имеющая размерность давления.

Для случая дальнего поля ($\xi \rightarrow \infty$) решение (1) описывает сферическую волну. Множитель при выражении для сферической волны определяет направленность звукового рассеяния (амплитуду рассеяния), а соотношение (3) характеризует фазы парциальных волн.

Путем введения S-матрицы для жидкого сфероида комплексная амплитуда акустического давления разделена на потенциальную и резонансную части. При этом для резонансного рассеяния получены однородные представления типа Брайта Вигнера. Тогда коэффициенты x_{mn} из (1) могут быть записаны в виде

$$x_{mn} = e^{2i\varepsilon_{mn}^{(r)}} \left[\sum_{l=1}^{\infty} \frac{i\Gamma_{mnl}}{\omega - \omega_{mnl} - \frac{i}{2}\Gamma_{mnl}} + i e^{-i\varepsilon_{mn}^{(r)}} \sin \varepsilon_{mn}^{(r)} \right] \quad (4)$$

где $\varepsilon_{mn}^{(r)}$ - парциальные сдвиги фаз, определяющие задержку падающего волнового пакета, обусловленную его взаимодействием с акустически жестким объектом; Γ_{mnl} - ширина резонансного уровня; ω_{mnl} - резонансная частота, определяемая из уравнения

$$F_{mn} = \operatorname{Re} z_{mn}^{(3)} \quad (5)$$

Здесь

$$F_{mn} = \frac{\rho_f c}{\rho c_f} q_{mn}, \quad z_{mn}^{(3)} = \omega \frac{R_{mn}^{(3)}(\varepsilon\omega, \varepsilon_1)}{R_{mn}^{(3)}(\omega, \varepsilon_1)} \quad (6)$$

$$q_{mn} = \omega_f \frac{R_{mn}^{(1)}(\varepsilon\omega_f, \varepsilon_1)}{R_{mn}^{(1)}(\omega_f, \varepsilon_1)}$$

На основании выражений (1), (4) и с помощью обратного преобразования Фурье по времени найден нестационарный эхо-сигнал в виде

$$p_e(\xi, \eta, \varphi, \tau) = p_g(\xi, \eta, \varphi, \tau) - \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} g_{mn}(\omega_0) S_{mn}(\varepsilon\omega_0, \eta) R_{mn}^{(3)}(\varepsilon\omega_0, \varepsilon) \times \\ \times e^{-i\omega_{mnl}\tau} e^{2i\varepsilon_{mn}^{(r)}} e^{-\frac{i}{2}\Gamma_{mnl}\tau} \Gamma_{mnl} f(\omega_0) \quad (7)$$

где $\omega_0 = \omega_{mnl} - \frac{i}{2}\Gamma_{mnl}$. Здесь $p_g(\xi, \eta, \varphi, \tau)$ - эхо-сигнал от акустически жесткого тела. Второе слагаемое показывает, что каждый резонансный член описывает отдельные импульсы с "временами жизни" $\tau_{mnl} = 2/\Gamma_{mnl}$.

В работе дается описание алгоритма и разработанного на его основе комплекса программ для численного анализа влияния параметров звукового поля на эхо-сигнал. Вычислены частотные и учетные зависимости модуля амплитуды давления перизлученного сигнала.

ла от ртутного, сфероида в воде, а также от идеальных (акустически жесткого или мягкого) сферидов. Показан резонансный характер рассеяния при наличии сжимаемости материала сфероидальной неоднородности. На низких частотах акустически податливый сфероид рассеивает как акустически жесткий. С ростом частоты осуществляются условия резонансного рассеяния, причем частотный диапазон при переходе от жесткого рассеяния к упругому увеличивается с ростом эксцентриситета сфероида. Так, для ртутного сфероида с отношением осей $b/a=0,8$ эта частотная полоса равна 3,8, а для такого же сфероида с отношением осей $b/a=0,7$ она возрастает до значения $\omega = 5,5$.

Изучено влияние эксцентриситета сфероида на эхо-сигнал. Выявлено, что с ростом эксцентриситета жидкого сфероида модуль амплитуды давления при осевом падении волны уменьшается, а резонансные частоты сдвигаются в сторону их увеличения. Отклонение угла падения от осевого ($\varphi_0=0^\circ$) до бокового ($\varphi_0=90^\circ$) приводит к некоторому увеличению амплитуды и появлению дополнительных резонансов в связи с возбуждением несимметричных ($m \neq 0$) форм колебаний сфероидальной оболочки.

Более детальный анализ резонансного рассеяния звука акустическим сфероидом выполнен на основе изучения парциальных амплитуд давления. Поэтому значительное место в работе отведено рассмотрению отдельных мультиплов.

С помощью обратного преобразования Фурье по времени в работе проведен анализ зависимости нестационарного эхо-сигнала от формы и ориентации сфероида. Установлено уменьшение амплитуд переотраженных и периферических эхо-импульсов при увеличении эксцентриситета акустического сфероида. При отклонении угла падения плоской волны от осевого направления амплитуда первой отраженной волны увеличивается вследствие увеличения площади рассеивающей поверхности. Обнаружено также увеличение времени задержки зеркально отраженного эхо-импульса, так как последний в случае косого падения приходит от точки, найденной по законам геометрической акустики и не совпадающей с ближайшей к приемнику точкой поверхности отражателя. Амплитуды и времена прихода переотраженных и периферических импульсов при этом не изменяются.

В третьем разделе решена задача дифракции плоского звукового импульса на тонкой упругой вытянутой сфероидальной оболочке и.

стоянной толщины, заполненной жидкостью. В предположении, что уравнения движения рассматриваемого объекта соответствуют линейной теории тонких упругих оболочек, основанной на гипотезах Кирхгофа-Лява, после применения преобразования Фурье по времени задача сведена к совместному решению волновых уравнений для внешней среды и заполнителя

$$(\nabla^2 + \omega^2) p_0^P = 0, \quad (8)$$

$$(\nabla^2 + \omega^2) p_1^P = 0, \quad (9)$$

уравнений движения сферической оболочки

$$\sum_{j=1}^3 \left(L_{ij} + \rho_0 h \frac{c^2}{\omega^2} \delta_{ij} \right) u_j^P = -q_i^P \delta_{i3} \quad (i=1,2,3) \quad (10)$$

а также условий излучения и гидроупругого контакта оболочки с внешней и внутренней жидкостями ($\xi = \xi_0$).

$$p_0^P + p_1^P - p_2^P = -q_3^P, \quad (11)$$

$$w_0^P + w_1^P - w_2^P = 0, \quad (12)$$

$$w_1^P - u_3^P = 0. \quad (13)$$

Здесь L_{ij} - дифференциальные операторы по угловым координатам η и φ ; h , ρ_0 - толщина и плотность материала оболочки; u_j^P - трансформанты смещений оболочки; w_0^P , w_1^P , w_2^P - перемещения соответственно в падающей, рассеянной и прошедшей внутри акустического заполнителя волнах; уравнение $\xi = \xi_0$ определяет срединную поверхность оболочки.

Для проведения исследования задачи использован метод Рэлея. При помощи теоремы сложения для сферических волновых функций Фурье-изображения основных искоемых величин представляются следующими выражениями:

$$p_0^P(\xi, \eta, \varphi, \omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n i^n g_{nm} S_{nm}(\omega, \eta) R_{nm}^{(3)}(\omega, \xi) x_{nm}^4 \cos m\varphi, \quad (14)$$

$$p_1^P(\xi, \eta, \varphi, \omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n i^n g_{nm} S_{nm}(\omega, \eta) R_{nm}^{(1)}(\omega, \xi) x_{nm}^5 \cos m\varphi, \quad (15)$$

где g_{mn} определяется по (2). Входящие в эти выражения неизвестные коэффициенты $x_{mn}^4(\omega)$ и $x_{mn}^5(\omega)$ подлежат определению.

Решение преобразованной по Фурье системы уравнений движения тонкой упругой сферической оболочки (10) ищется в форме

$$\begin{aligned} u_1^p(\eta, \varphi, \omega) &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} g_{mn} \sqrt{1-\eta^2} S_{mn}(\epsilon\omega, \eta) x_{mn}^1(\omega) \cos m\varphi, \\ u_2^p(\eta, \varphi, \omega) &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} g_{mn} \sqrt{1-\eta^2} S_{mn}(\epsilon\omega, \eta) x_{mn}^2(\omega) \sin m\varphi, \\ u_3^p(\eta, \varphi, \omega) &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} g_{mn} S_{mn}(\epsilon\omega, \eta) x_{mn}^3(\omega) \cos m\varphi. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь штрих обозначает производную по угловой координате η .

После подстановки выражений (14)–(16) в уравнения движения оболочки (10) и условия контакта (11)–(13), для каждого значения m ($m=0, \infty$) получается система линейных функциональных уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложений $x_{mn}^j(\omega)$ ($j=1, 5$)

$$\sum_{j=1}^5 \sum_{n=m}^{\infty} a_{1j}^{mn}(\eta, \omega) x_{mn}^j(\omega) = b_1^m(\eta, \omega) \quad (i=1, 5) \quad (17)$$

Для отыскания неизвестных коэффициентов $x_{mn}^j(\omega)$ используется метод Бубнова-Галеркина. Если тело является тонкостенным, а его уравнения движения соответствуют какой-либо теории тонких упругих оболочек, то решение задачи дифракции можно представить в виде ряда, каждый член которого точно удовлетворяет уравнению движения окружающей среды и приближенно (в интегральном смысле) — уравнениям движения оболочки, заполнителя и условиям контакта. В результате для определения перемещений оболочки и давления в среде, прошедшей в жидкий заполнитель, получается бесконечная система линейных алгебраических уравнений, которая в матричной записи имеет вид

$$\sum_{j=1}^5 \sum_{n=m}^{\infty} R_{1j}^{mn}(\omega) x_{mn}^j(\omega) (1 - \delta_{j4}) = Q_{mn}^j(\omega) (\delta_{j3} + \delta_{j4}), \quad (18)$$

(1+1,5; m=0,∞; 1-5,5) .

Здесь

$$b_{1j1}^{mn}(\omega) = \frac{b_{341}^{mk}(\omega)}{b_{44k}^{mk}(\omega)} b_{43n}^{mk}(\omega) \delta_{1j} \delta_{j3} \quad (19)$$

$$q_{m1}^i(\omega) = q_{m1}^1(\omega) - \sum_{k=0,1} \frac{b_{341}^{mk}(\omega)}{b_{44k}^{mk}(\omega)} q_{mk}^4(\omega) \delta_{1j} \quad (20)$$

где $\sum$ означает суммирование по четным k при четных n и l и по нечетным k при нечетных n и l .

В системе уравнений (18) приняты обозначения

$$\begin{aligned} q_{m1}^1(\omega) &= q_{m1}^2(\omega) = q_{m1}^5(\omega) = 0, \\ q_{m1}^3(\omega) &= R_{mn}^{(1)}(\omega, \epsilon_0) \delta_{n1} N_{mn}, \\ q_{m1}^4(\omega) &= -R_{mn}^{(1)'}(\omega, \epsilon_0) \delta_{n1} l_{mn}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$b_{1j1}^{mn}(\eta, \omega) = \begin{cases} 1 & \int \alpha_{1j}^{mn}(\eta, \omega) S_{m1}(\omega, \eta) d\eta \quad (j=1,2) \\ -1 & \\ 1 & \int \alpha_{1j}^{mn}(\eta, \omega) S_{m1}(\omega, \eta) d\eta \quad (j=3,4,5). \\ -1 & \end{cases} \quad (22)$$

Здесь N_{mn} — постоянная нормировки сферических угловых функций.

Система (19) решалась численно при помощи метода редукции и метода Гаусса с выбором наибольшего ведущего элемента. Для коэффициента $x_{m1}^4(\omega)$, входящего в соотношение для давления в рассеянной волне (14), получено выражение

$$x_{m1}^4(\omega) = \frac{1}{b_{441}^{mn}(\omega)} \left[q_{m1}^4(\omega) - \sum_{n \neq 0} b_{431}^{mn}(\omega) x_{mn}^3(\omega) \right] \quad (23)$$

где $x_{mn}^3(\omega)$ является решением основной системы линейных алгебраических уравнений (18).

После решения системы уравнений (18) с помощью выражений (14), (23) определяется спектральная плотность эхо-сигнала $P_{\omega}^{\nu}(\epsilon, \eta, \varphi, \omega)$. В результате использования формул обращения

преобразования Фурье находится его нестационарное представление:

$$P_0(\xi, \eta, \varphi, \tau) = \int_0^\infty R_0 \left\{ f^P(\omega) e^{-i\omega\tau} \sum_{m=0}^M \sum_{n=m}^N 2i^n (2-\delta_{0m}) x_{mn}^4(\omega) \times \right. \\ \left. \times S_{mn}(\omega, \cos\theta_0) S_{mn}(\omega, \eta) R_{mn}^{(3)}(\omega, \xi) \cos m\varphi \right\} d\omega, \quad (24)$$

где верхние границы сумм M и N выбираются в ходе расчета в зависимости от достижения требуемой точности решения.

Приравнявая к нулю определитель системы (18) при нулевых правых частях, получаем уравнение для нахождения собственных частот колебаний сферической оболочки в жидкости.

В работе проведен анализ численных результатов для собственных частот колебаний сферической оболочки, амплитуды стационарной рассеянной волны и нестационарного эхо-сигнала. Амплитуда стационарного рассеяния вычислялась по формуле

$$P^0 = [P_0 f^P(\omega)]^{-1} \lim_{\xi \rightarrow \infty} [\xi e^{-i\omega\xi} P_0^P(\xi, \eta, \varphi, \omega)] \quad (25)$$

в случае заполненной водой ($\rho=1025 \text{ кг/м}^3$, $c=1510 \text{ м/с}$) или пустой стальной ($E=2.08 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$, $\nu=0.29$, $\rho_s=7700 \text{ кг/м}^3$) оболочки в воде при двух значениях толщины оболочки: $h=0.01$ и $h=0.001$. Расчеты выполнены для двух значений соотношений осей сферической поверхности ($b/a=4/5$, $1/6$) при осевом и боковом падении плоской волны на объект. На рис. 1 приведены кривые стационарного эхо-сигнала для сферической оболочки толщиной $h=0.01$, вычисленные в локационном направлении ($\theta=\pi-\theta_0$). Сплошная кривая относится к заполненной водой оболочке в воде, штриховая — к пустой оболочке.

Графики модуля амплитуды давления для пустой оболочки представляют собой гладкие кривые, на которые накладываются дискретные резонансные линии с размещениями, соответствующим собственным частотам гидроупругих колебаний рассеивателя. Верхними асимптотами для этих кривых являются графики модуля амплитуды давления в волне, рассеянной акустически мягким сфероидом тем же соотношением b/a . Кривые, иллюстрирующие амплитуду рассеяния от оболочки, заполненной жидкостью, наоборот, сильно изрезаны. Это связано с наличием у системы жидкость-оболочка-жидкость более плотного набора собственных частот колебаний.

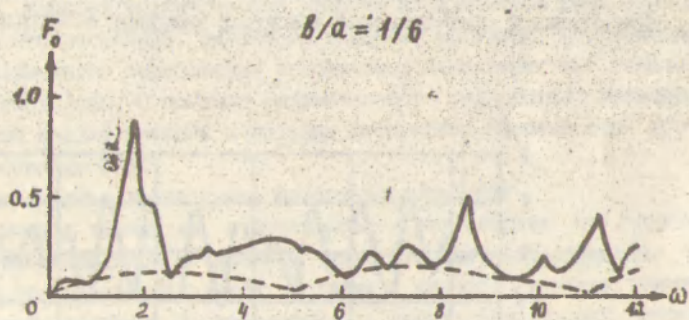
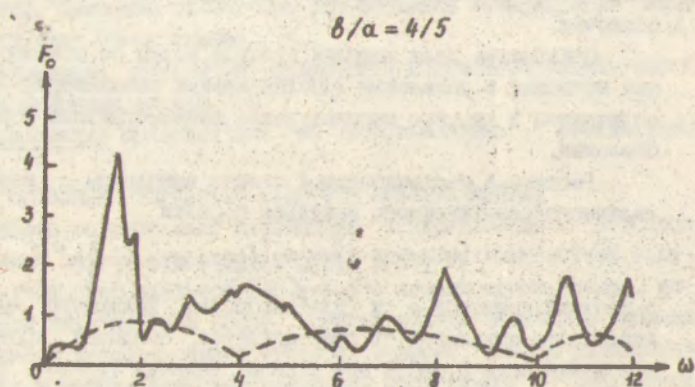


FIG. 1.

В случае осевого падения увеличение эксцентриситета сферической поверхности оболочки приводит к уменьшению амплитуды рассеянного сигнала. Собственные частоты колебаний при этом увеличиваются. Соответственно и спектральные линии сдвигаются в сторону возрастания как для пустой, так и для заполненной оболочки.

Отклонение угла падения плоской волны от осевого направления приводит к появлению дополнительных резонансов, связанных с включением в процесс переизлучения несимметричных форм колебаний оболочки.

Расчеты в нестационарной задаче выполнены с использованием квазимонохроматического импульса посылки

$$f(\tau) = \sin(\omega_0 \tau) [H(\tau) - H(\tau - \tau_0)] \quad (26)$$

с несущей частотой ω_0 и длительностью падающего импульса τ_0 . Анализ эхо-импульсов от сферической оболочки проводился для отношения осей $b/a=0,8$ при осевом падении ($\theta=0^\circ$). Длительность падающего импульса принималась равной трем периодам синусоиды, а несущая частота - 6,525 (это значение соответствует резонансной частоте акустического заполнителя). Рис. 2 иллюстрирует результаты расчета нестационарных эхо-импульсов от заполненной водой стальной сферической оболочки толщиной $h = 0,01$.

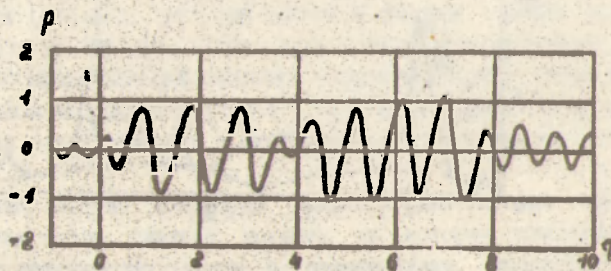


Рис. 2.

Установлено, что отраженный эхо-импульс, независимо от толщины оболочки, имеет амплитуду и время прихода, близкие к

величинам, вычисленным по методам геометрической акустики. В то же время при толщине оболочки $h = 0,01$ вслед за отраженным приходит более слабый импульс, соответствующий изгибной моде периферических волн. Для оболочки с $h = 0,001$ этот импульс не наблюдается. Показано также, что эхо-импульсы безмоментной моды в обоих случаях очень слабые.

В заключении кратко сформулированы полученные результаты и приведены основные выводы.

В приложении приведен акт об использовании результатов работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ И КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

В работе осуществлена постановка и предложена методика исследования задачи рассеяния плоских звуковых волн тонкой упругой вытянутой сфероидальной оболочкой с жидким наполнителем, находящейся в акустической среде. Решение задачи найдено с помощью интегрального преобразования Фурье по времени, метода разделения переменных и метода Бубнова-Галеркина. Полученная в результате их применения бесконечная система линейных алгебраических уравнений решалась численно при помощи метода Гаусса с выбором наибольшего ведущего элемента. Для частного случая жидкого сфероида найдено аналитическое решение в виде суммы фонового и резонансного рассеяний, на основе которого получены соотношения для приближенного определения резонансных характеристик отдельных эхо-импульсов. С помощью разработанного алгоритма проведен численный анализ решений и изучены физические особенности процесса рассеяния волн.

В результате проведенной работы установлено:

1. Модули амплитуды стационарного эхо-сигнала от тонкой упругой сфероидальной оболочки с акустическим наполнителем, а также от пустой сфероидальной оболочки и жидкого сфероида, имеют резонансный характер. Местоположения и уровни резонансных линий на частотном спектре комплексных амплитуд акустического давления зависят от геометрических и физико-механических параметров объекта, а также направления падения плоской волны относительно оси симметрии сфероида.

2. Увеличение эксцентриситета сфероидальной поверхности вызывает сдвиг резонансных частот пустой сфероидальной оболочки и жидкого сфероида в сторону их увеличения. Амплитудный уровень эхо-сигнала при этом уменьшается.

3. Отклонение направления падения плоской волны от осевого порождает новые типы волн, возникающих за счет возбуждения не-симметричных форм колебаний оболочки, которые вносят дополнительные резонансы в спектр рассеянного поля. Уровни основных резонансных пиков при этом уменьшаются вследствие перераспределения энергии между отдельными сфероидальными гармониками. С увеличением угла падения общий амплитудный уровень стационарного эхо-сигнала в обратном направлении повышается.

4. Уменьшение толщины упругой пустой сфероидальной оболочки приводит к уменьшению значений резонансных частот безмоментной моды колебаний.

5. Наличие внутри упругой сфероидальной оболочки жидкого заполнителя вызывает существенное изменение спектра эхо-сигнала за счет возникновения переотраженных и дифрагированных волн внутри заполнителя. Эти волны вносят в спектр рассеянного поля дополнительные острые резонансы, превосходящие по амплитуде резонансные уровни, соответствующие дифракции на пустой оболочке или жидком сфероиде.

6. При рассеянии на сфероидальной оболочке, пустой или с жидким заполнителем, отмечено значительное усиление переотраженных и дифрагированных эхо-импульсов во втором случае. Характерно, что с уменьшением толщины пустой оболочки происходит быстрое убывание дифрагированных эхо-импульсов.

7. Увеличение угла падения плоской волны по отношению к осевому направлению приводит к возрастанию времени задержки прихода зеркально-отраженного и переотраженных эхо-импульсов.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Дзюбчик Н.И. Дифракция плоской звуковой волны на акустически мягком сфероиде // Материалы VII конф. молодых ученых Ин-та прикл. пробл. механики и математики АН УССР. - 1979. - Львов. - 1980. - С. 40-45. - Деп. в РИИТИ 26.03.81, № 1379-81 Деп.
2. Дзюбчик Н.И. Нестационарная дифракция плоской звуковой волны на акустически жестком сфероиде // Волны и дифракция. Кратк. тезисы докл. VIII Всес. симпоз. по дифракции и распростран. волн. Т. 3. - М.: Б.и. - 1981. - С. 313-316.
3. Дзюбчик Н.И. Резонансное рассеяние звука жидким вытес-

198

тым сфероидом в акустической среде // Материалы 9-ой конф. молодых ученых Ин-та прикл. пробл. механики и математики АН УССР. - Львов, 10-14 мая 1982 г. Львов: 1983. - С. 92-96. - Деп. в ВИНТИ 10 янв. 1984 г., № 323-84 Деп.

4. Дзюбачик Н.И. Резонансное рассеяние звуковых волн жидким вытянутым сфероидом // Докл. АН УССР. Сер. А. - 1983. - № 7. - С. 36-39.

5. Подстригач Я.С., Поддубняк А.П., Пороховский В.В., Зверев С.М., Дзюбачик Н.И., Емец В.Ф., Волошин А.Р. Некоторые новые аспекты исследования акустических сигналов, рассеянных деформируемыми телами в воде // Проблемы гидромеханики в освоении океана. Ч. II. А. Гидромеханика средств освоения и изучения океана. Материалы III республиканской конференции по прикладной гидромеханике. - Киев, 1984. - С. 40-41.

6. Дзюбачик Н.И. Рассеяние плоской звуковой волны тонкостенной вытянутой сфероидальной оболочкой // Механика неоднородных структур. - Тезисы докл. II Всес. конф. (Львов, 2-4 сент. 1987 г.) - Львов, 1987. - Т. 2. С. 104.

7. Дзюбачик Н.И. Рассеяние звука тонкостенной упругой сфероидальной оболочкой в жидкости // Всес. симпоз. "Взаимодействие акустических волн с упругими телами". - Таллин, 26-27 октября 1989 г. Кратк. тексты докладов. - Таллин, 1989. - С. 78-82.

М.И. Дзюбачик

БІБЛІОТЕКА
ЛЬВІВСЬКОГО ДЕРЖАВНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ ФІЗИЧНОЇ
КУЛЬТУРИ