
МЕХАНИКА МАШИН

УДК 534.26

**ЗАДАЧА ПОЛНОГО ГАШЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ
ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ**

© 2024 г. О. И. Косарев

*Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва, Россия**e-mail: kosarevoi@yandex.ru*

Поступила в редакцию 03.02.2023 г.

После доработки 01.10.2023 г.

Принята к публикации 20.10.2023 г.

Рассмотрены варианты полного гашения рассеянного и дифракционного звукового поля цилиндрической оболочки, приведены результаты расчетов гашения дифракционного поля.

Ключевые слова: излучение, звуковое давление, импеданс, цилиндрическая оболочка, вынужденные колебания, формула Кирхгофа

DOI: 10.31857/S0235711924010017 **EDN:** SNGNYU

Статья посвящена гашению рассеянного и дифракционного звукового поля цилиндрической оболочки. Уточним используемые ниже понятия, необходимые для исследования способов гашения звукового поля. Дифракция — это рассеивание звукового поля каким-либо препятствием или телом, в данном случае цилиндрической оболочкой. Внешнее поле — это поле, создаваемое внешним источником излучения, свободно распространяющееся в среде. Падающее поле — это внешнее поле, наталкивающееся на препятствие (тело) и рассеиваемое этим телом. Рассеянное поле состоит из полей, излученного и отраженного телом. Рассеянное поле определяется на поверхности тела с использованием волнового уравнения и граничных условий. В результате действия падающего поля на оболочке возникает полное поле, равное сумме падающего и рассеянного полей. Дифракционным звуковым полем назовем поле, появляющееся в среде в результате дифракции и определяемое интегральной формулой Кирхгофа. В формулу Кирхгофа входят полное поле и его нормальная производная на заданной поверхности. Давление в точке наблюдения в дальней зоне определяется суммой внешнего поля в отсутствие тела и дифракционного поля.

Схема дифракционного звукового поля показана на рис. 1 средствами геометрической акустики. Имеется оболочка с поверхностью S . В точке M расположен внешний источник звука, создающий поле, падающее на оболочку. Падающее поле рассеивается и отражается оболочкой, вследствие чего создается дифракционное поле, наблюдаемое в дальней зоне — в точке N .

Анализ опубликованных работ. Проблеме гашения звуковых полей посвящено сравнительно мало публикаций [1–14]. В работе [1], признанной основополагающей [2–6], предложен способ гашения звукового поля с помощью датчиков (измерителей) и излучателей, расположенных на условных звукопрозрачных поверхностях S_1 и S_2 , охватывающих произвольное тело с поверхностью S . Датчики на поверхности S_1 измеряют полное поле U и его нормальную производную $\partial U/\partial n$. На основе

этих измерений путем факторизации выделяется рассеянное поле U_s , которое пересчитывается на поверхность S_2 и гасится излучателями, расположенными на S_2 . В результате этого, по мнению автора [1], тело становится акустически прозрачным.

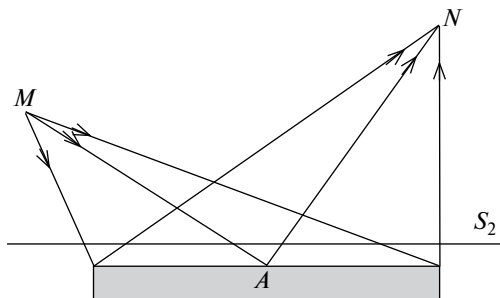


Рис. 1. Схема дифракционного поля.

Из теории дифракции звука следует, что судить о том, является ли тело акустически прозрачным или нет, можно по величине давления дифракционного поля $p(N)$ в точке наблюдения N в дальней зоне (рис. 1), которое определяется формулой Кирхгофа. В эту формулу входят полное поле p и его нормальная производная dp/dn на заданной поверхности, которые подлежат гашению. Полное поле p на поверхности тела S определяется формулой

$$p = p_0 + p_s, \quad (1)$$

где p_0 — падающее поле; p_s — рассеянное поле. В работе [1] полное поле на измерительной поверхности S_1 представлено в виде

$$U = U_0 + U_s, \quad (2)$$

где U_0 названо внешним полем в отсутствие тела; U_s — рассеянное поле.

На практике измерительная поверхность S_1 представляет собой набор датчиков, консольно закрепленных на поверхности тела S . Эти датчики неразрывно связаны с телом и поэтому не могут измерять внешнее поле в отсутствие тела. Автор [1] спутал понятия полного поля на поверхности тела или вблизи него с понятием суммарного поля, состоящего из внешнего поля в отсутствие тела и дифракционного поля. В методе Малюжинца [1] две ошибки: 1) в формуле (2) U_0 — должно быть падающее поле, а не внешнее поле в отсутствие тела, 2) для получения акустически прозрачного тела предложено гасить факторизованное рассеянное поле U_s . Поскольку рассеянное поле является частью полного поля, то в результате гашения тело не становится акустически прозрачным.

Таким образом, предложенный Малюжинцем метод получения акустически прозрачного тела является ошибочным.

В работе [2] сказано, что она носит характер комментариев к [1]. В качестве замечания к [1] отмечен большой объем вычислений, связанных с пересчетом параметров на поверхностях S_1 , S_2 . Замечаний по поводу получения акустически прозрачного тела нет.

В работе [3], так же как в [2], признан способ [1]. Рассмотрены особенности гашения рассеянного поля, касающиеся дискретного расположения на поверхности S_1 точечных измерителей и излучателей. Правильно замечено, что измерительную поверхность S_1 можно совместить с поверхностью оболочки S . Сказано, что компенсирующие излучатели не могут быть размещены на поверхности оболочки в силу

«разрывности» результирующего поля. Это утверждение не совсем верное. Действительно, функция монополюсного излучателя вида e^{ikr}/r при $r=0$ не существует, но излучатель в этой точке не вычисляется. Установить источник излучения на поверхности оболочки можно. Например, в работе [7] приведен расчет звукового поля, излучаемого точечным источником, установленным на поверхности оболочки.

В работе [4], так же как и в [1], предложено гасить рассеянное звуковое поле, но другим путем — путем создания на поверхности тела вибраций, возбуждаемых приложенными к телу непрерывно распределенными силами f_a . Полное поле на поверхности тела представлено в виде $p = p_0 + p_s + p_a$, где p_0 — падающее поле; p_s — рассеянное поле (1); p_a — компенсирующее поле, создаваемое силами f_a , т. е. $p_s + p_a = 0$. Сказано, что в результате гашения рассеянного поля тело становится акустически прозрачным. Формула гасящей силы f_a получена в виде

$$f_a = w(Z - Z_0), \quad (3)$$

где w — полное виброперемещение, соответствующее полному полю; Z — импеданс тела; Z_0 — импеданс падающего поля. Здесь взято полное перемещение w вместо полной колебательной скорости v , имеющейся в оригинале. Такая замена не принципиальная, т. к. рассматриваются гармонические звуковые волны. В соответствии с этим несколько меняется понятие импеданса как отношение давления к перемещению (а не к скорости). В работе [4] особо отмечено, что из-за наличия в формуле (3) полного виброперемещения w факторизация не нужна.

Недостатки работы [4] следующие. Давление p_a в условии компенсации рассеянного поля $p_s + p_a = 0$ не определено, и сила f_a из этого условия не получена. Сила f_a получена из другого уравнения — из уравнения скоростей, которое является неопределенным (одно уравнение с двумя неизвестными), не имеющим однозначного решения. Полученная формула силы f_a (3) ошибочная, что было отмечено ранее [9] и будет показано ниже. По этой причине факторизация здесь все же нужна. В целом в [4] и задача гашения рассеянного поля не решена, и акустически прозрачное тело не получено.

Гашение дифракционного поля цилиндрической оболочки с использованием активных сил f_a впервые было рассмотрено в работах [8, 9]. В них получены формулы гасящих сил. Недостатки этих работ следующие. Задача не была решена полностью. Физические возможности создания требуемых сил не были исследованы, варианты гашения не рассмотрены. Расчеты диаграмм направленности дифракционного поля не проведены, не дана оценка эффективности гашения. Настоящая статья является продолжением и развитием работ [8, 9].

Цель статьи — теоретически исследовать возможные варианты полного гашения дифракционного звукового поля цилиндрической оболочки.

Новизна. Предложен новый метод расчета гашения звукового поля, основанный на использовании системы трех уравнений. Рассмотрены варианты полного гашения дифракционного поля цилиндрической оболочки, показана эффективность гашения.

Полезность. Выявлены недостатки и ошибки способов гашения, которые были предложены в ранее опубликованных работах. Оценены возможности практической реализации вариантов гашения, которые можно использовать при разработке методов гашения.

Решение задачи гашения дифракционного звукового поля цилиндрической оболочки основывается на системе трех уравнений.

Первое уравнение — уравнение вынужденных колебаний цилиндрической оболочки [8, 9]

$$\left(L(\gamma) + \omega_*^2 \bar{E} \right) \begin{pmatrix} U \\ V \\ W \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{a}{q}(p_0 + p_s + f_a) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где падающее поле

$$p_0 = A_0 e^{ikz \cos \psi} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n J_n(kr \sin \psi) \cos n\varphi.$$

Второе уравнение – формула Кирхгофа [7]

$$p(N) = \frac{1}{4\pi} \iint \left[p \frac{\partial G(N, A)}{\partial n} - \frac{\partial p}{\partial n} G(N, A) \right] ds, \\ G(N, A) = \frac{e^{-ikR}}{R}, \\ R = |N, A|, \quad (5)$$

где p – полное поле в точке A на поверхности тела, $G(N, A)$ – функция Грина.

Формула Кирхгофа (5) в преобразованном виде:

$$p(N) = \frac{e^{-ikR}}{2R} i^n \left[\mu \cdot J'_n(\mu) \int_0^L (p_0 + p_s - Z_2 w) e^{ikz \cos \theta} dz \right], \quad (6) \\ Z_2 = \frac{\rho \omega^2 J_n(\mu)}{(k \sin \theta) J'_n(\mu)}, \quad \mu = k a \sin \theta, \quad Z_s = \frac{\rho \omega^2 H_n(k a \sin \psi)}{k \sin \psi H'_n(k a \sin \psi)},$$

где Z_2 – импеданс наблюдаемого поля в точке N ; θ – угол наблюдения; a – радиус; L – длина оболочки.

Третье уравнение – формула рассеянного поля p_s совместно с граничным условием [8]

$$p_s = A_0 e^{ikz \cos \psi} \sum_{n=0}^{\infty} B_n H_n^{(2)}(kr \sin \theta) \cos n\varphi, \quad (7)$$

где $H_n^{(2)}(kr \sin \theta)$ – функция Ганкеля второго рода; r – радиальная координата некоторой точки в пространстве в цилиндрической системе координат.

Коэффициент B_n определяется из граничного условия на поверхности тела

$$\left. \frac{\partial(p_0 + p_s)}{\partial r} \right|_{r=a} = \rho \omega^2 w, \quad (8)$$

где ρ – плотность среды; ω – угловая частота; w – колебательное перемещение (виброперемещение) поверхности оболочки, вызванное падающим полем. Величина

p_s определяется в точке пространства $r \geq a$, где a — радиус цилиндра. В развернутом виде рассеянное поле p_s (6) является суммой двух составляющих $p_s = p_{sw} + p_{st}$: 1) p_{sw} — рассеяние, вызываемое деформацией упругой поверхности тела вынужденными колебаниями, возбуждаемыми падающим полем. По физической сути это повторное излучение или переизлучение; 2) p_{st} — рассеяние в виде эхосигнала, отраженного от абсолютно твердой поверхности тела.

Приведенные уравнения (4)–(8) используются в преобразованном виде

$$Zw = p_0 + p_s + f_a; \quad (9)$$

$$p_0 + p_s = Z_2 w; \quad (10)$$

$$p_s = Z_s (w - w_0). \quad (11)$$

Уравнение (9) представляет собой преобразованное уравнение вынужденных колебаний цилиндрической оболочки (4), где Z — механический импеданс оболочки. Уравнение (10) — это подынтегральная скобка, приравненная к нулю, в преобразованной формуле Кирхгофа (6). Уравнение (11) — это преобразованная формула рассеянного поля p_s (7), полученная из граничного условия (8), где Z_s — импеданс излучения оболочки, $w_0 = p_0/Z_0$ — виброперемещение падающего поля.

С использованием системы уравнений (9)–(11), являющейся основой единого подхода к решению различных задач гашения, рассмотрим несколько вариантов частичного и полного гашения рассеянного и дифракционного полей.

Гашение рассеянного поля p_s активными силами f_a . В уравнении колебаний оболочки (9) два неизвестных параметра w и f_a :

$$Zw - p_0 = p_s + f_a.$$

Из него выразим рассеянное поле

$$p_s = Zw - p_0 - f_a.$$

Из условия гашения рассеянного поля $p_s = 0$ определяем силы

$$f_a = Zw - p_0.$$

В этом выражении остается неизвестным перемещение w . Для его определения воспользуемся уравнением (11) $p_s = Z_s(w - w_0)$, из которого при $p_s = 0$ получаем $w = w_0$. Окончательно с учетом $p_0 = Z_0 w_0$

$$f_a = w_0 (Z - Z_0). \quad (12)$$

Из формулы (12) следует, что для определения силы f_a надо знать перемещение w_0 падающего поля p_0 , т. е. факторизация полного поля, вопреки мнению [4], нужна. Формула (12) отличается от формулы (3) тем, что в формуле (12) вместо полного виброперемещения w стоит перемещение падающего поля w_0 , что принципиально важно. Новый способ определения силы f_a еще раз доказывает ошибочность формулы силы f_a (3) в [4].

Гашение полного поля $p = p_0 + p_s$ активными силами f_a . Из уравнения колебаний оболочки (9) $Zw - f_a = p_0 + p_s$ и условия $p = p_0 + p_s = 0$ найдем гасящие силы $f_a = Zw$. В этом способе гашения надо измерять полное виброперемещение w . Факториза-

ция не нужна, т. к. гасится полное поле. При этом в формуле Кирхгофа (6) в скобке полное поле $p = p_0 + p_s = 0$, но остается составляющая $Z_2 w$, которую придется гасить излучателями.

Гашение дифракционного поля $p(N)$ активными силами f_a . Для гашения дифракционного поля из уравнений (9) и (10) системы

$$p_0 + p_s = Z w - f_a,$$

$$p_0 + p_s = Z_2 w,$$

определим гасящие силы

$$f_a = w(Z - Z_2). \quad (13)$$

Подставляя (11) во второе уравнение (10), находим

$$w = w_0 \frac{Z_0 - Z_s}{Z_2 - Z_s}. \quad (14)$$

Подставляем w (14) в f_a (13), находим гасящие силы

$$f_a = w_0 \frac{(Z_0 - Z_s)}{(Z_2 - Z_s)} (Z - Z_2), \quad (15)$$

$$Z_0 = \frac{\rho \omega^2 J_n(k a \sin \psi)}{k \sin \psi J'_n(k a \sin \psi)}, Z_2 = \frac{\rho \omega^2 J_n(k a \sin \theta)}{(k \sin \theta) J'_n(k a \sin \theta)},$$

где Z_0, Z_2 — импедансы падающего и наблюдаемого полей; ψ — угол падения; θ — угол наблюдения. Подставляем полученные выражения в круглую скобку формулы Кирхгофа (6), получаем

$$p(N) = 0,$$

т. е. получаем полное гашение дифракционного поля с нулевой диаграммой направленности и, следовательно, получаем акустически прозрачную оболочку. Итак, чтобы оболочка стала акустически прозрачной, сила f_a должна вычисляться по формуле (15). Полученный результат математически правильный, но физически не реализуемый, потому что создать вынуждающую силу f_a с импедансом Z_2 , т. е. одновременно для всех углов наблюдения θ , невозможно. Поэтому выбираем главный угол наблюдения дифракционного поля — угол зеркального отражения падающей волны $\theta = \theta_1 = \pi - \psi$. Импедансы наблюдаемого поля Z_2 для углов зеркального отражения и теневого луча $\theta = \theta_2 = \pi + \psi$ в силу свойств функций Бесселя одинаковы. С учетом этого в формуле (15) принимаем $Z_2 = Z_0$ и получаем формулу гасящей силы

$$f_a = w_0 (Z - Z_0),$$

точно такую же, как (12). При такой силе гасятся как рассеянное поле, так и дифракционное поле, причем рассеянное поле гасится полностью, а дифракционное поле гасится полностью только в двух угловых направлениях диаграммы направленности.

Подчеркнем, что перемещение w становится равным w_0 только в результате приложения силы f_a (12). В подтверждение сказанного запишем формулу для перемещения w в виде

$$w = \frac{p_0(Z_0 - Z_s)}{Z_0(Z - Z_s)} + \frac{f_a}{Z - Z_s}. \quad (16)$$

До приложения силы $f_a = 0$ перемещение w определяется первым слагаемым в (16). После приложения силы f_a (12) и подстановки ее в (16) перемещение w становится $w = w_0$. В связи с этим результатом отличие формулы (12) от формулы (3) является принципиально важным. От него зависит необходимость проведения факторизации.

Перемещение w_0 измерить нельзя, но его можно определить расчетно-экспериментальным путем. С учетом формулы рассеянного поля (11) полное поле до приложения силы f_a можно представить в виде суммы падающего и рассеянного полей

$$p = p_0 + Z_s (w - w_0).$$

Из этого выражения находим

$$w_0 = \frac{p - Z_s w}{Z_0 - Z_s}. \quad (17)$$

Из формулы (17) по результатам измерения полного поля p и перемещения w (до приложения силы f_a) при известных импедансах Z_0 и Z_s можно определить w_0 . Поскольку выражение импеданса Z_0 зависит от угла падения ψ , то еще надо уметь определять угол падения.

Для расчетно-экспериментального определения угла падения ψ можно воспользоваться тем, что фазовое распределение полного давления p по длине оболочки z определяется фазой падающего поля $\exp(ikz \cos \psi)$ в (4). Угол падения ψ можно определить, например, путем одновременного измерения давлений p_1 и p_2 в двух поперечных сечениях оболочки, отстоящих друг от друга по длине оболочки на расстояние $\zeta = z_1 - z_2$:

$$p_1 = A e^{ikz_1 \cos \psi}, p_2 = A e^{ikz_2 \cos \psi}, p_1/p_2 = e^{ik\zeta \cos \psi}.$$

Поскольку измеренные давления p_1 и p_2 — вещественные числа, и в комплексных числах физический смысл имеют их вещественные части, то $p_1/p_2 = \cos(k\zeta \cos \psi)$, откуда

$$\cos \psi = \frac{\arccos(p_1/p_2)}{k\zeta}. \quad (18)$$

Результаты расчетов приведены на рис. 2–4. На рис. 2 приведены графики импедансов падающего Z_0 и наблюдаемого Z_2 полей, входящих в формулу (15). Импеданс Z_0 — горизонтальная пунктирная линия, импеданс Z_2 — сплошная разрывная линия. Угол падения $\psi = 80^\circ$, $n = 1$, $f = 1$ кГц. Импедансы равны в точках пересечений при значениях углов наблюдения $\theta_1 = \pi - \psi$ и $\theta_2 = \pi + \psi$, т. е. углах луча зеркального отражения и теневого луча. При этих углах наблюдения давление равно нулю. Аналогичная картина происходит при всех гармониках и на всех частотах, несмотря на то, что вид функции Z_2 сильно меняется, особенно с изменением частоты.

На рис. 3 приведены диаграммы направленности давления в дальнем поле в исходном состоянии до гашения приложения силы f_a и в результате гашения на частотах (а) $f = 1$ кГц, (б) $f = 5$ кГц при угле падения $\psi = 80^\circ$.

На рис. 4 приведены изменения пиков диаграмм направленности: 1 — зеркальный и 2 — теневой лучи до гашения, 3 — линия, совпадающая с осью абсцисс, после гашения. По оси ординат отложен модуль давления в долях амплитуды падающего поля A_0 .

Преимущество этого способа гашения — применение простых средств измерения и гашения. Гашение практически осуществляется вибраторами, точнее средствами с функциями вибраторов, которые можно выполнить в виде активного покрытия [5]. Недостаток способа — необходимость факторизации полного поля с определением параметров падающего поля, т. е. виброперемещения w_0 и угла падения ψ .

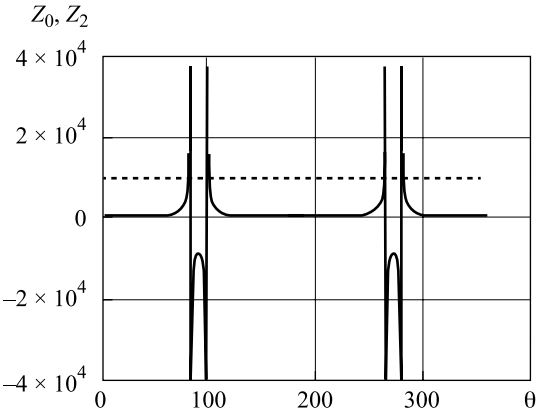


Рис. 2. Импеданс Z_0 – пунктирная линия, импеданс Z_2 – сплошная линия с разрывами.

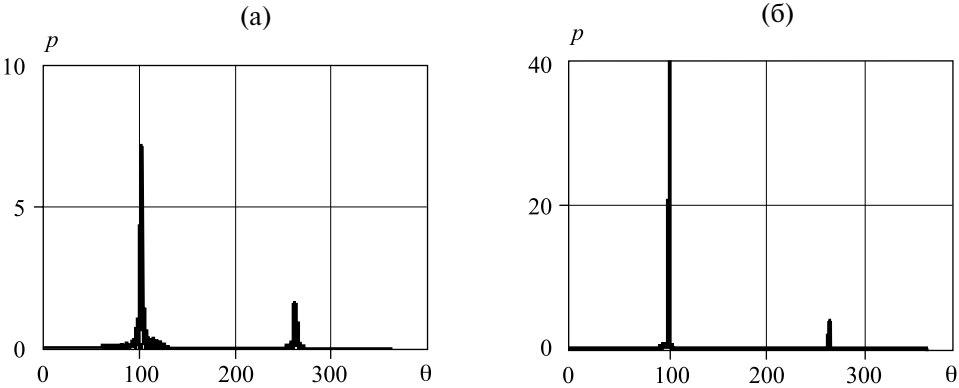


Рис. 3. Диаграммы направленности: (а) – $f = 1$ кГц; (б) – $f = 5$ кГц.

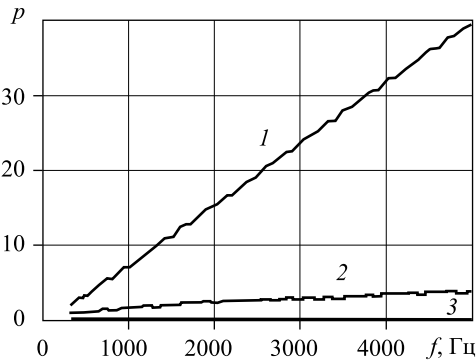


Рис. 4. Частотная зависимость пиков диаграмм давления: 1 – зеркальный и 2 – теневой лучи до гашения; 3 – после гашения.

Гашение дифракционного поля комбинированным способом — активными силами и излучателями. Комбинированный способ гашения предполагает вибрации гасить силами, а отраженное поле гасить излучателями. Силу f_a можно определить из уравнения колебаний оболочки

$$\begin{aligned} Zw &= p_0 + p_s + f_a, \\ f_a &= -(p_0 + p_s). \end{aligned}$$

При такой силе, создаваемой вибраторами, перемещение $w = 0$, что соответствует модели абсолютно твердого тела. Эту же силу f_a можно определить из граничного условия на абсолютно твердом теле. При этом на поверхность оболочки как твердого тела действует полное поле $p = p_0 + p_s$. В этом случае в формуле Кирхгофа (6) принимается $w = 0$, и полное поле p гасится излучателями, расположенными на поверхности оболочки, создающими поле p_a , противофазное полному полю p , т. е. $p + p_a = 0$ [5], где

$$p_a = -(p_0 + p_s) = w_0(Z_s - Z_0).$$

В этом случае можно полностью погасить дифракционное поле оболочки по измерениям вибраций w полного поля p на поверхности оболочки.

Гашение дифракционного поля излучателями. Полностью погасить дифракционное поле можно с помощью приемников и излучателей, расположенных на поверхности оболочки. Для этого не нужны ни виртуальные поверхности S_1 и S_2 , ни факторизация, ни перерасчет параметров на поверхностях S_1 и S_2 . Условие полного гашения дифракционного поля определяется формулой Кирхгофа

$$p(N) = \frac{1}{4\pi} \iint \left[(p - p^*) \frac{\partial G(R)}{\partial n} - \left(\frac{\partial p}{\partial n} - \frac{\partial p^*}{\partial n} \right) G(R) \right] dS = 0,$$

где $p = p_0 + p_s$ — полное поле; $\partial p / \partial n$ — градиент p на поверхности тела S ; p^* и $\partial p^* / \partial n$ — звуковое поле и его нормальная производная, создаваемые гасящими монопольными и дипольными излучателями. Условие гашения выполняется при $p = p^*$ и $\partial p / \partial n = \partial p^* / \partial n$. Теоретически это, вероятно, наиболее простой способ. Гасить надо то, что непосредственно измеряешь. Средства измерения и гашения могут быть однотипными, основанными на свойствах пьезоэлектроники.

В рассмотренном способе гашения, также как и в других, необходимо обеспечить высокую точность работы приемно-излучающей системы, чтобы исключить возможность усиления дифракционного поля вместо его ослабления [6].

Заключение. Уточнено понятие рассеянного поля, и введено понятие дифракционного звукового поля цилиндрической оболочки. Установлено, что метод Малюжинца ошибочный и что для создания акустически прозрачного тела гасить надо дифракционное поле. Предложен новый метод решения задачи гашения, основанный на использовании системы трех уравнений. Рассмотрены варианты частичного и полного гашения дифракционного звукового поля цилиндрической оболочки. Отмечены их преимущества и недостатки. Показана возможность полного гашения дифракционного поля тремя способами: 1) только вибраторами; 2) совместно вибраторами и излучателями; 3) только излучателями. По первому способу следует уточнить, что полное гашение (до нуля) происходит в двух главных направлениях диаграммы направленности — зеркально отраженного и теневого лучей. На остальных углах наблюдения сохраняются небольшие сигналы фонового (шумового) типа. Эффект снижения звукового давления на остальных углах наблюдения в зависимости

от частоты в проведенных расчетах составляет 24–50 раз. В остальных способах полное гашение происходит по всей диаграмме направленности. Наиболее перспективным для дальнейшей разработки и практической реализации представляется третий способ с применением излучателей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Малюжинец Г. Д.* Нестационарные задачи дифракции для волнового уравнения с финитной правой частью // Труды акустического института. 1971. Вып. 15. С. 124.
2. *Федорюк М. В.* О работах Г.Д. Малюжинца по теории волновых потенциалов // Труды акустического института. 1971. Вып. 15. С. 124.
3. *Завадская М. П., Попов А. В., Эгельский Б. Л.* Об аппроксимации волновых потенциалов в задачах активного гашения звуковых полей по методу Малюжинца // Акустический журнал. 1975. Т. 21. № 5. С. 732.
4. *Бобровницкий Ю. И.* Новое решение задачи об акустически прозрачном теле // Акустический журнал. 2004. Т. 50. № 6. С. 751.
5. *Арабаджи В. В.* О преобразовании акустически жесткого тела в акустически прозрачное в задаче с начальными условиями // Акустический журнал. 2008. Т. 54. № 6. С. 869.
6. *Иванов В. П.* Влияние дифракционного поля на процесс активного гашения звуковых полей // Акустический журнал. 2007. Т. 51. № 6. С. 760.
7. *Шендеров Е. Л.* Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 352 с.
8. *Косарев О. И.* Активное гашение вторичного поля цилиндрической оболочки в дальней зоне с использованием приложенных к оболочке вынуждающих сил // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2013. № 1. С. 10.
9. *Косарев О. И.* Решение задачи акустической прозрачности тела в дальнем поле // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2018. № 4. С. 36.
10. *Tolokonnikov L. A., Efimov D. Y.* Diffraction of sound waves at an elastic cylinder with an inhomogeneous coating in the vicinity of the boundary of an elastic half-space // Mechanics of Solids. 2021. Т. 56. № 8. P. 1657.
11. *Skobeltsyn S. A., Tolokonnikov L. A.* Sound diffraction on a sphere with an inhomogeneous coating in a plane waveguide // Mechanics of Solids. 2020. Т. 55. № 8. P.1351.
12. *Bunkin A. F., Mikhailovich V. G., Streltsov V. N.* Sound scattering in a nanodispersed medium in the field of a standing electromagnetic wave // Physics of Wave Phenomena. 2022. Т. 30. № 4. P. 256.
13. *Bulanov V. A., Bugaeva L. K., Storozhenko A. V.* On Sound Scattering and Acoustic Properties of the Upper Layer of the Sea with Bubble Clouds // J. of Marine Science and Engineering. 2022. Т. 10. № 7. P. 827.
14. *Salin M., Razumov D.* Multi-domain boundary element method for sound scattering on a partly perturbed water surface // J. of Theoretical and Computational Acoustics. 2020. Т. 28. № 3. P. 205006.