DOI: 10.18411/vntr2018-129-3

УДК 534.26

ЗАДАЧА СОЗДАНИЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ КОНЕЧНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ В ДАЛЬНЕМ ПОЛЕ

© Олег Иванович Косарев, Алла Константиновна Пузакина
Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва, Россия
oikosarev@yandex.ru

Аннотация. *Предложено решение задачи создания гидроакустически прозрачной конечной цилиндрической оболочки в дальней зоне путем активного гашения дифракционного поля с использованием средств гашения, расположенных на поверхности оболочки.*
Ключевые слова: *конечная цилиндрическая оболочка, смещения, звуковое давление, дальнее поле, гидроакустическая прозрачность.*

THE TASK OF CREATING A SONAR TRANSPARENCY OF A FINITE CYLINDRICAL SHELL IN THE FAR FIELD

© O.I. Kosarev, A.K. Puzakina
Blagonravov Mechanical Engineering Research Institute of RAS, Moscow, Russia
oikosarev@yandex.ru

Abstract *The solution of the problem of creation of hydroacoustic transparent finite cylindrical shell in the far zone by active damping of the diffraction field with the use of damping means located on the surface of the shell is proposed.*
Key word: *finite cylindrical shell, displacement, sound pressure, far field, sonar transparency.*

Статья посвящена постановке и решению новой задачи создания акустически прозрачного тела, погруженного в жидкость, с использованием системы активного гашения, размещенной на поверхности тела. Решение задачи создания акустически прозрачного тела представляет теоретический и практический интерес, особенно в области гидроакустики и продолжает оставаться актуальной. Этой задаче посвящено большое количество работ [1-7]. Однако до настоящего времени решение задачи в теоретическом плане до конца не завершено, а практическая реализация ее, можно сказать, и не начиналась. До сих пор у специалистов имеются разногласия по некоторым спорным вопросам.
В статье рассмотрены известные методы активного гашения звукового поля, отмечены ошибки, предложен способ активного гашения.
Цель – предложить теоретически обоснованный и практически реализуемый способ создания акустически прозрачного тела путем гашения его дифракционного поля в дальней зоне.

Задача Малюжинца. Впервые задача активного гашения рассеянного звукового поля была поставлена и решена Малюжинцем [1]. Последующие долгие годы эта задача трактовалась как задача о создании акустически прозрачного тела и считалась полностью решенной. Напомним суть ее для возможности сравнения с предлагаемой задачей. Имеется произвольное тело *S*, облучаемое внешним источником звука, расположенным в точке *M*, рис.1.

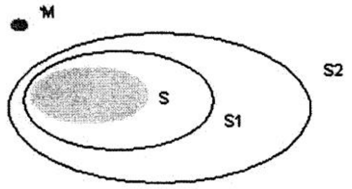

Рис.1. К задаче Малюжинца: S – тело, S1- приемная и S2 - излучающая поверхности

Имеется охватывающая тело приемная поверхность *S1*, на которой размещены измерители давления и скорости полного поля, называемые сенсорами (диполи и монополи). Имеется охватывающая *S1* поверхность *S2*, на которой размещены излучатели давления и скорости (диполи и монополи), называемые актуаторами.

Суть задачи Малюжинца заключается в следующем. Есть исходное падающее звуковое поле p_0 в отсутствии тела $p=p_0$. При введении тела в это поле появляется рассеянное поле p_s и тогда суммарное (полное) поле

$$p_\Sigma = p_0 + p_s\,. \qquad (1)$$

В задаче требуется создать компенсирующее поле $p_k=-p_s$, в результате действия которого суммарное поле становится равным исходному полю

$$p_\Sigma = p_0 + p_s + p_k = p_0\,. \qquad (2)$$

Для решения задачи на приемной поверхности *S1* измеряются полное давление *p* и скорость $\partial p/\partial n$.Задача решается в два этапа. На первом этапе полное поле (1) в результате вычислений разделяется на составляющие p_0 и p_s (факторизация). На втором этапе на излучающей поверхности *S2* формируется и излучается компенсирующее (противофазное) поле $p_k=-p_s$, в результате чего в (1) гасится рассеянное поле p_s. Поля вычисляются в виде решения задачи Коши для волнового уравнения.

Методы решения задачи Малюжинца был развиты и дополнены многими последователями [2-7] и др. Например, компенсирующее поле p_k в [1] определялось по формулам теории запаздывающих потенциалов, а в работах [2] оно определялось функцией Грина, интегрируемой по поверхности *S2*. В работе [3], помимо упрощения вычисления амплитуд монополей и диполей с использованием рядов Фурье, было предложено приемную поверхность *S1* совместить с поверхностью тела. В работе [4] решение основано на выделении нормальных пространственных гармоник. В работе [5] в развитие [3] предложено сенсоры и актуаторы вибрационного типа располагать на поверхности тела и гасить рассеянное поле вибрациями, создаваемыми силами f_a, приложенными к телу. Решение основано на использовании импедансов. В работе [7] со ссылкой на [5], предложено измерять падающие звуковое поле, а рассеянное поле гасить с использованием вибраций поверхности, создаваемых поршнями, размещенными на поверхности тела.

В работе [5] получено ошибочное решение, заключающееся в том, что в качестве параметра, управляющего гасящими силами, выбрана скорость полного звукового поля *v*. Это решение основывалось на соотношении колебательных скоростей

$$v = v_0 + \frac{Z_0 - Z}{Z_r + Z} v_0 + \frac{f_a}{Z_r + Z} \qquad (3)$$

где *v*- скорость полного поля, v_0- скорость падающего поля, f_a –гасящие силы, Z, Z_0, Z_r - импедансы, $v_s=(Z_0-Z)v_0/(Z_r+Z)$ - скорость рассеянного поля. Уравнение (3) представляет собой одно уравнение с двумя неизвестными (v и f_a) и поэтому не имеет однозначного решения. Из него при погашенном рассеянном поле p_s=0 в (1), и, следовательно, $v=v_0$ можно получить два решения: 1) $f_a=f_1=(Z-Z_0)v_0$ и 2) $f_a=f_2=(Z-Z_0)v$. Из этих двух решений надо выбрать одно правильное решение.

В работе [5] без объяснений принято решение $f_a=f_2=(Z-Z_0)v$, и на основании этого сделан вывод о ненадобности факторизации. Однако решение $f_a=f_2=(Z-Z_0)v$ ошибочное, на что уже указывалось в [6] и что подтверждается следующими дополнительными аргументами. Представим уравнение (3) в таком же виде, как в [5]

$$v = v_0 + \frac{Z_0 - Z}{Z_r + Z} v_0 + \frac{Z - Z_o}{Z_r + Z} x$$

где x – искомая скорость, создаваемая силами, подлежащая определению. Если даже принять как в [5], что полная скорость $v=x$, то из этого уравнения

$$x\left(1 + \frac{Z_0 - Z}{Z_r + Z}\right) = v_0\left(1 + \frac{Z_0 - Z}{Z_r + Z}\right)$$

следует $x=v_0$, т.е. получаем решение $f_a=f_1=(Z-Z_0)v_0$, показывающее зависимость силы от скорости падающего поля v_0. Подчеркнем, что скорости будут равны $v=v_0$ только после того, как рассеянное поле будет погашено p_s=0 в (1). Но для того, чтобы эта ситуация наступила надо на рассеянное поле сначала воздействовать, в данном случае силами. Выбор воздействия силами $f_a=f_2=(Z-Z_0)v$ неверный, потому что противоречит физике (практике) процесса гашения. В этом можно убедиться, отслеживая процесс гашения. Пусть до начала гашения, когда силы еще не приложены $f_a=0$, полную скорость можно измерить

$$v = v_0 + \frac{Z_0 - Z}{Z_r + Z} v_0. \qquad (4)$$

Если в (3) принять силы по формуле $f_a=f_2=(Z-Z_0)v$, где v – измеренная скорость (4), то результирующая скорость после приложения сил будет

$$v_* = v_0 - \left(\frac{Z - Z_0}{Z_r + Z}\right)^2 v_0.$$

Как видим, такой выбор приводит к раскачке, а не гашению рассеянного поля. Гасить рассеянное поле таким способом на практике невозможно, потому что оператору, приступающему к гашению, величина полного поля v, которая получится после приложения сил, не известна, и измерить он ее не может, потому что ее еще нет, т.к. не известна величина f_a.

Правильное решение $f_a=f_1=(Z-Z_0)v_0$ получено в [6] при решении этой же задачи другим способом непосредственно из формулы рассеянного поля

$$p_s == \frac{Z_s}{(Z - Z_s)}\left[v_0(Z_0 - Z) + f_a\right]$$

из которой следует, что

$$f_a=(Z-Z_0)v_0. \qquad (5)$$

Проявление внимания к вопросу выбора решения (5) вызвано желанием предостеречь специалистов, которые со ссылкой на [5] повторяют ошибку о ненадобности факторизации [7].

Предлагаемая задача создания акустически прозрачного тела. Перейдем к главному, к объяснению новизны и полезности предлагаемой задачи создания акустически прозрачного тела. Объяснение сопровождается расчетными формулами, полученными применительно к конечной свободной цилиндрической оболочке. Рассматривается рассеяние и переизлучение на боковой поверхности конечной цилиндрической оболочки, принята модель оболочки в жестком экране. Отражение от острых углов и торцов оболочки не учитывается, т.к. выходит за рамки данной работы и должно быть рассмотрено отдельно. Зависимость параметров от времени *t* принята в виде $exp(i\omega t)$ и ниже опущена. Некоторые формулы для простоты приведены без суммирования по окружным гармоникам *n*.

Предлагаемая задача о создании акустически прозрачного тела заключается в следующем. Вследствие попадания на тело зондирующего акустического сигнала, идущего от стороннего источника излучения из точки *M*, вокруг тела возникает дифракционное звуковое поле. Это поле также называется переизлученным или вторичным полем. Зондирующий сигнал возбуждает вынужденные колебания поверхности тела, как упругого тела, и отражается от него, как от твердого тела. Вторичное поле регистрируется приемными устройствами, которые могут быть расположены в различных точках *N* пространства в дальнем поле рис.2. Термин дальнее поле употребляется в традиционном понимании $kr»1$ или $kr\to\infty$ как поле на большом расстоянии. Звуковое давление его характеризуется двумя сомножителями, один из которых определяет сферическую волну, а другой сомножитель, включающий диаграмму направленности, не зависит от расстояния.

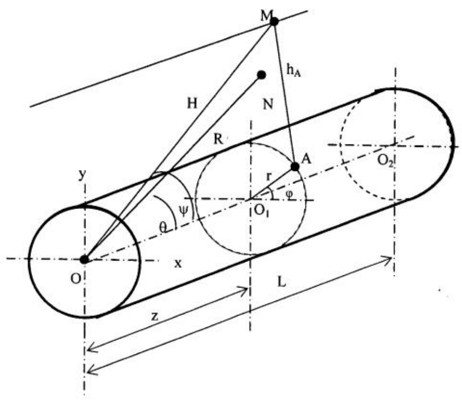

Рис.2. К расчету дальнего поля

Основное отличие предлагаемой задачи от задачи Малюжинца заключается в том, что исследуется то, как дифракционное поле, возникающее на поверхности тела, проявляется в дальнем поле. Специфика дальнего поля, выражается в преобразовании типа звуковых волн при их распространении на далеком расстоянии. В данном случае специфика учитывается использованием приближения Фраунгофера и формулы Кирхгофа [8]. Эта специфика также может учитываться использованием метода перевала и асимптотическим преобразованием функции Ганкеля [9].

В данном случае для расчета дальнего поля используется интегральная формула Кирхгофа (Гельмгольца–Гюйгенса), определяющая звуковое давление в дальнем поле в точке *N* по известному давлению *p* и его производной $\partial p/\partial n$ в произвольной точке *A* на поверхности тела, рис.2

$$p(N)=\frac{1}{4\pi}\int\int\left[p\frac{\partial G(N,A)}{\partial n}-\frac{\partial p}{\partial n}G(N,A)\right]ds \qquad (6)$$

$$G(N,A)=\frac{[exp(-ikR_1)]}{R_1}, \qquad R_1=|N,A|,$$

с граничными условиями на поверхности тела

$$\frac{\partial p}{\partial n}=\begin{cases}\rho\omega^2 w(z,\varphi), & 0\le z\le L\\ 0 & ,z<0, z>L\end{cases}$$

где s- площадь поверхности тела, i- мнимая единица, k=ω/c -волновое число, ω - угловая частота, ρ – плотность жидкости, w - виброперемещение, p– полное звуковое давление на поверхности тела, равное сумме давлений падающего p_o и рассеянного p_s полей.

В результате соответствующих преобразований формула Кирхгофа (6) применительно к конечной цилиндрической оболочке может быть представлена в виде [10]

$$p(N)=\frac{e^{ikR}i^n\pi\varepsilon_n}{4\pi R}\left[\mu\cdot J'_n(\mu)\int_0^L\left(p_0+p_s-Z_2 w\right)e^{ikz\cos\theta}dz\right] \qquad (7)$$

$$Z_2=\frac{\rho\omega^2\cdot J_n(\mu)}{(k\sin\theta)\,J'_n(\mu)}, \qquad \mu=ka\sin\theta,$$

где θ- угол наблюдения, a- радиус оболочки, L-длина оболочки.

Из формулы (7) следует, что если, согласно Малюжинцу, погасить только рассеянное поле p_s=0 из условия (2), то в дальнем поле звуковое давление $p(N)$ не будет равно нулю, и, следовательно, для наблюдателя в дальнем поле тело не будет акустически прозрачным. Для того чтобы тело стало акустически прозрачным в дальнем поле, надо обнулить полное звуковое поле p=0 и его производную, т.е. вибрации $w(x)$=0 на поверхности тела.

Поставленная задача об акустически прозрачном теле в дальнем поле, в отличие от задачи Малюжинца, решается из условия равенства нулю подынтегральной скобки в (7)

$$p_0+p_s-Z_2 w=0\ . \qquad (8)$$

Из условия (8) следуют важные выводы для задачи Малюжинца и ее последователей. В работе Малюжинца [1] написано: « ...вне поверхности $S2$ рассеяние тела полностью отсутствует. Очевидно, что при этом тело становится прозрачным, так что любые внешние поля как бы свободно проходят сквозь него». В работе [5] об акустически прозрачном теле говорится в названии статьи.

Устранение рассеянного поля не означает устранение на поверхности тела падающего поля. По факту устранения только рассеянного поля нельзя судить о прозрачности или непрозрачности тела без указания метода расчета дифракционного поля, точки наблюдения и углов падения и наблюдения.

Ограниченность задачи Малюжинца обусловлена ее постановкой. В задаче задали падающее поле в отсутствии тела. Прибавили к нему рассеянное поле. Затем убрали рассеянное поле. В остатке получили падающее поле в отсутствии тела. Такой подход создает впечатление обобщенности задачи, пригодности ее для любого произвольного тела. Но рассмотрение из всех процессов, происходящих на теле, только рассеянного поля, превращает задачу Малюжинца в упрощенную интерпретацию задачи дифракции, не позволяющую судить о прозрачности тела. Этот вывод является важным для практической реализации методов гашения.

Таким образом, в задаче Малюжинца и во всех работах, основанных на его методе [2-7], в которых говорится об акустически прозрачном теле, имеется общая принципиальная ошибка. Ошибка заключается в том, что гашение только рассеянной составляющей полного поля, не делает тело акустически прозрачным.

Аналогичная ошибка имеется в работе [11], где при рассмотрении дифракции звуковой волны на абсолютно твердом цилиндре в формуле Кирхгофа используется только рассеянная составляющая полного поля.

Выполнение условия (8) может быть реализовано путем размещения на поверхности цилиндрической оболочки датчиков, измеряющих звуковое давление *p* и виброперемещения *w(x)*, и активной системы гашения, состоящей из звуковых излучателей и вибраторов и компьютерной системы управления. Результат выполнения условия (8) по смыслу равносилен устранению падающего поля, поскольку каждое слагаемое в (8) определяется через падающее поле. В этом случае устраняется все, что возникает вследствие действия падающего поля на тело.

Погасить дальнее звуковое поле *p(N)*=0 можно тремя способами с использованием: 1)только сил, 2) только излучателей, 3) совместно сил и излучателей. Во всех этих способах измерительная поверхность *S1* совмещается с поверхностью тела. Во всех способах активная система гашения располагается на поверхности тела, что позволяет выполнить ее в виде интеллектуального покрытия. Здесь ограничимся рассмотрением первого из указанных способов гашения.

Гашение с использованием сил, приложенных к поверхности тела. Задача активного гашения вторичного поля тела в дальней зоне с использованием сил, приложенных к поверхности тела, впервые рассматривалась в [10]. Однако в ней были допущены ошибки редакционного характера (в формуле (7), вместо угла падения ψ написан угол наблюдения θ и в формуле (5) смещено место расположения интеграла), поэтому здесь приведены фрагменты [10] с исправлениями.

Приложим к поверхности оболочки S распределенные вынуждающие силы $f_a=F_a/s$ имеющие размерность давления.

Считая, что взаимодействие оболочки с жидкостью происходит только по радиальной координате *W*, представим уравнение вынужденных колебаний оболочки в виде

$$\left(L\left(\gamma\right)+\omega_*^2\overline{E}\right)\begin{pmatrix}U\\V\\W\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0\\0\\\frac{a}{q}\left(p_0+p_s+f_a\right)\end{pmatrix}, \tag{9}$$

где *U,V,W* - продольные, касательные и радиальные перемещения при колебаниях поверхности оболочки, элементы матрицы $L(\gamma)$ являются функциями фазы падающего поля $\gamma=ka\cos\psi$. Поскольку в формулу Кирхгофа (7) входят только радиальные колебания, уравнение колебаний (9) решаем относительно радиальных колебаний *w*

$$ZW=p_0+p_s+f_a \tag{10}$$

где *Z* представляет собой механический импеданс оболочки.

$$Z=\frac{q}{a}\left[\frac{\Delta_0(\gamma)}{\Delta_1(\gamma)}\right].$$

Падающее звуковое поле, разложенное в ряд по цилиндрическим функциям Бесселя

$$p_0=A_0e^{ikz\cos\psi}\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n i^n J_n(kr\sin\psi)\cos n\varphi\ . \tag{11}$$

Звуковое давления на поверхности конечной цилиндрической оболочки при произвольной функции радиального виброперемещения *w(x)*, допускающей представление *w(x)* в виде интеграла Фурье (без учета суммирования по окружным гармоникам *n*), может быть представлена в виде [9]

$$p_s(x)=\frac{a\rho\omega^2}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{w(x)\,H_n^{(2)}(a\tau)e^{i\gamma(z-x)}d\gamma\,dx}{a\tau\,H_n^{(2)\prime}(a\tau)} \tag{12}$$

где $H_n^{(2)}(a\tau)$, $H_n^{(2)'}(a\tau)$ функция Ганкеля второго рода и ее производная, $\tau=\sqrt{k^2-\gamma^2}$, γ - переменная интегрирования.

В результате соответствующих преобразований (12) с учетом граничного условия рассеянное поле можно представить в виде

$$p_s=-\varepsilon_n i^n\,\frac{A(k\,sin\psi)J'_n(ka\,sin\psi)H_n(kr\,sin\psi)}{(k\,sin\psi)H'_n(ka\,sin\psi)}+\frac{\rho\omega^2 W\,H_n(kr\,sin\psi)}{(k\,sin\theta)H'_n(ka\,sin\psi)},\qquad(13)$$

где $A=A_0exp(ikzcos\psi)$, первое слагаемое соответствует полю, отраженному абсолютно твердым цилиндром, а второе слагаемое - полю, излученному (переизлученному) оболочкой вследствие колебаний ее поверхности W. Верхний индекс у функций Ганкеля второго рода здесь и ниже опущен.

Представив рассеянное поле p_s через импедансы

$$p_s=WZ_s-p_0\frac{Z_s}{Z_0}\qquad(14)$$

$$Z_s=\frac{\rho\omega^2\cdot H_n(ka\,sin\psi)}{(k\,sin\psi)\,H'_n(ka\,sin\psi)}\,,\qquad Z_0=\frac{\rho\omega^2\cdot J_n(ka\,sin\psi)}{(k\,sin\psi)\,J'_n(ka\,sin\psi)}$$

подставим поле p_s в уравнение колебаний (11)

$$ZW=p_0+WZ_s-p_0\frac{Z_s}{Z_0}+f_a\qquad(15)$$

и найдем перемещение оболочки

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

Из условия (6) найдем гасящие силы

$$f_a=\frac{p_0(Z_0-Z_s)(Z-Z_2)}{Z_0(Z_2-Z_s)}.\qquad(17)$$

Интересно отметить, что в частном случае при одинаковых углах θ=ψ будет $Z_2=Z_0$ и формула для сил (17) совпадет с формулой (4), полученной в [6]. Это происходит по тому, что при $Z_2=Z_0$ в выражении (6) рассеянное поле, как и в методе Малюжинца, $p_s=0$, и кроме того добавок Z_2w компенсирует падающее поле p_0, т.е. $p_0=Z_2w$. В выражении (17) падающее поле p_0 можно представить через параметры полного поля p и вибрации w, которые могу быть в натурных условиях измерены

$$\frac{p_0}{Z_0}=\frac{Z\left(p/Z_s-w\right)}{Z_0-Z_s}.$$

Таким образом, для проведения гашения надо измерить полное поле p, измерить вибрации w и с использованием импедансов Z, Z_0, Z_s посчитать силы f_a (17).

На основе предложенной задачи аналитическим методом получена формула расчета звукового давления вторичного гидроакустического поля, переизлученного абсолютно твердой конечной цилиндрической оболочкой в дальней зоне [12,13].

В качестве итогового результата сформулируем в кратком изложении отличия, новизну и полезность предлагаемой задачи в сравнении с задачей Малюжинца.

В задаче Малюжинца. Постановка задачи - полное поле состоит из падающего поля в отсутствии тела и поля, рассеянного телом. Решение задачи - факторизация полей и создание поля, компенсирующего рассеянное поля с использованием излучателей, расположенных на излучающей поверхности, охватывающей приемную поверхность, внутри которой расположено тело. Результат - рассеянное поле гасится, но тело не становится акустически прозрачным.

В предложенной задаче. Постановка задачи - определение полного дифракционного поля на поверхности тела и вибраций тела, создаваемых падающим полем. Решение задачи – создание поля, компенсирующего дифракционное поле и вибрации с использованием средств гашения, расположенных на поверхности тела. Результат - тело становится акустически прозрачным.

Список литературы

1. Малюжинец Г.Д. Нестационарные задачи дифракции для волнового уравнения с финитной правой частью // Труды акустического института. - 1971. - Вып.15. - С.124-139.
2. Федорюк М.В. О работах Г.Д. Малюжинца по теории волновых потенциалов //Труды акустического института. - 1971. - Вып.15. - С.124 -139.
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.732-738.
4. Бойко А.И., Тютекин В.В. Система активного гашения звуковых полей, основанная на методе выделения пространственных гармоник // Акустический журнал. - 1999. - Т.45, №4. - С. 454-460.
5. Бобровницкий Ю.И. Новое решение задачи об акустически прозрачном теле // Акустический журнал. - 2004. - Т.50, №6. - С.751-755.
6. Косарев О.И. Активное гашение звука, рассеянной упругой цилиндрической оболочкой, путем приложения к ней вынуждающих сил // Проблемы машиностроения и надежности машин. - 2008. - №.5. - С. 29-33.
7. Арабаджи В.В. О преобразовании акустически жесткого тела в акустически прозрачное в задаче с начальными условиями // Акустический журнал. - 2008. - Т.54, №6. - С. 869-878.
8. Авербух А.З., Вейцман Р.И., Генкин М. Д. Колебания элементов конструкции в жидкости. - М.: Наука, 1987. - 155 с.
9. Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. - Л.: Судостроение, 1972. - 352 с.
10. 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. 10-17.
11. Музыченко В.В. Дифракция звука на упругих оболочках. - М.: Наука, 1993. - 329 с.
12. Косарев О.И. К расчету вторичного поля конечной твердой цилиндрической оболочки // Проблемы машиностроения и надежности машин. - 2016. - №3. - С. 98-102.
13. Косарев О.И. Точное аналитическое решение задачи дифракции гидроакустического поля на конечном твердом цилиндре в дальней зоне. «Акустика океана». Доклады XV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских, совмещенной с XXIX сессией РАО. - М.: ГЕОС, 2016. - С. 127-130.

Дата поступления: 4 апреля 2018 г.