

Импедансные характеристики плоско-параллельного акустического волновода с акустически мягкими границами при возбуждении его двухчастотным сигналом

Коржик М. А., ORCID [0000-0002-2501-595X](https://orcid.org/0000-0002-2501-595X)

e-mail ov.korjik@aae.kpi.ua

Национальный технический университет Украины

"Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского" kpi.ua

Киев, Украина

Курдюк С. В., ORCID [0000-0002-3165-4571](https://orcid.org/0000-0002-3165-4571)

e-mail serega15507@ukr.net

Институт Военно-Морских Сил НУ "ОМА"

Одесса, Украина

Коржик А. В., д.т.н. проф., ORCID [0000-0001-6793-1676](https://orcid.org/0000-0001-6793-1676)

e-mail avkorzhyk@gmail.com

Национальный технический университет Украины

"Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского" kpi.ua

Киев, Украина

Реферат—В работе рассмотрены импедансные характеристики волновода с акустически мягкими границами при распространении в нем волнового пакета в виде двухчастотного звукового сигнала. Плоско - параллельный волновод с акустически мягкими границами имитирует мелкое море с донной поверхностью илистого или песчаного типа. В результате решения задачи определения удельных акустических сопротивлений вдоль горизонтального и вдоль вертикального сечения волновода - получены основные аналитические выражения, описывающие распространение в нем комбинационных колебаний двух разных частот. Для определения импедансных характеристик использованы средние значения суперпозиций компонент колебательной скорости и давлений, развиваемых разночастотными колебаниями источника. Рассмотрены вопросы формирования в волноводе распределений средних по временному интервалу наблюдения плотностей потоков мощности и плотности акустической энергии.

Целью работы является определение особенностей удельных акустических сопротивлений комбинационным волнам, распространяющимся в плоско-параллельном волноводе с акустически мягкими границами, и их влияние на основные энергетические характеристики акустического поля, возбуждаемого двухчастотным источником.

В условиях дисперсии, для области нижних частот и первой моды волновода, рассчитаны зависимости и проанализированы особенности импедансных характеристик и их влияние на распределение по каналу волновода средних по временному интервалу наблюдения плотностей потоков мощности и плотности акустической энергии. В работе показано, что импеданс волновода вдоль его горизонтальной оси зависит от координаты и значений частот исходного пакета.

Библ.12, рис. 4

Ключові слова — акустически мягкая граница, импеданс, удельное акустическое сопротивление, двухчастотный пакет, плотность потока мощности, плотность акустической энергии.

I. ВВЕДЕНИЕ

Задача определения особенностей формирования акустических полей в волноводах – традиционна. Так, например, фундаментальные исследования проблемы распространения гармонических колебаний в акустических волноводах были исследованы

С. Н. Ржевкиным [1], М. А. Исаковичем [2], М. И. Карновским [3]. Развитие теории идеальных волноводов происходило применительно к расширению круга моделей волноводов и методов изучения поля в них при использовании абсолютно отражающих границ и границ с некоторым промежуточным



сопротивлением. Было также положено начало изучению отдельных вопросов распространения импульсных сигналов в мелких морях. При этом распространение импульсных сигналов в основном рассматривалось с точки зрения возможной деформации передаваемого импульсного сообщения во временной и частотной областях, что нашло отражение в трудах В. Т. Гринченко, В. В. Мелешко [4], [5] и, например, в работах [6]–[8].

Тем не менее, вопросы оценки импедансных и энергетических характеристик полей, формируемых сложными сигналами, перманентно пребывают в процессе исследования и развития [9]–[12]. При этом, интерес к таким характеристикам вызван желанием конкретизировать ситуации распределения по каналу волновода плотности акустической энергии, связав это со средними потоками плотности мощности в рабочем пространстве волновода. Таким образом, выбранная тематика представляется актуальной, а целью работы является определение особенностей удельных акустических сопротивлений комбинационным волнам, распространяющимся в плоско-параллельном волноводе с акустически мягкими границами, и их влияния на основные энергетические характеристики акустического поля, возбуждаемого двухчастотным источником.

II. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Рассмотрим, представляющий мелкое море, плоско-параллельный волновод с акустически мягким “дном - основанием” (рис. 1, рис. 2). Волновод ориентирован в прямоугольных координатах xOz так, что ось Ox совпадает с границей раздела “вода - основание”, а ось Oz - определяет вертикальное сечение. В сечении волновода $x=0$ расположен двухчастотный источник, формирующий комбинацию двух звуковых волн с частотами ω_I , и ω_2 ($\omega_2 > \omega_I$), которые по своим значениям – больше критической частоты первой моды волновода, \vec{n} -вектор нормали.

В выбранной ситуации формирования акустического поля в волноводе потенциал скорости $\varphi_n(x, z, t)$ для n -ой нормальной волны ($n = 0, 1, \dots$), создаваемой некоторым монохроматическим источником, в соответствии с [2]–[5] может быть представлен в виде:

$$\varphi_n(x, z, t) = A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h}z\right] e^{-i(\omega t - k_n x)}, \quad (1)$$

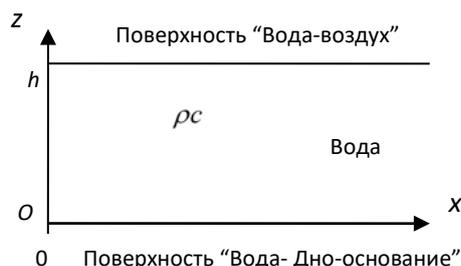


Рис.1. Волноводное представление мелкого моря

где A_n – коэффициент, определяемый источником; h – глубина моря; k_n – волновое число n -ой нормальной волны, k – волновое число для свободного поля:

$$k_n = k \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega}\right)^2}; \quad (2)$$

$$\omega_{nkp} = \frac{\pi n c}{h}; \quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}$$

ω_{nkp} – критическая частота, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, c – скорость звука в свободной среде.

Использование формул Эйлера и формул перехода (например, [2]–[5]) от потенциала скорости к давлению p_n и компонентам колебательной скорости v_{nx} , v_{nz} , для волн I , II с частотами ω_I , и ω_2 соответственно, приводит (1) к виду:

$$p_n^I(x, z, t) = -i\omega_I \rho A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h}z\right] e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},$$

$$p_n^{II}(x, z, t) = -i\omega_{II} \rho A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h}z\right] e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)},$$

$$v_{nx}^I(x, z, t) = -ik_n^I A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h}z\right] e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},$$

$$v_{nx}^{II}(x, z, t) = -ik_n^{II} A_n \sin\left[\frac{n\pi}{h}z\right] e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)},$$

$$v_{nz}^I(x, z, t) = -A_n \left[\frac{n\pi}{h}\right] \cos\left[\frac{n\pi}{h}z\right] e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},$$

$$v_{nz}^{II}(x, z, t) = -A_n \left[\frac{n\pi}{h}\right] \cos\left[\frac{n\pi}{h}z\right] e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)}.$$

Волны I , II , созданные источником — сонаправлены, а волновые числа для соответствующих частот ω_I , и ω_2 записываются как:

$$k_n^I = k^I \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega_I}\right)^2}, \quad k_n^{II} = k^{II} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega_{II}}\right)^2}.$$

Для такой ситуации, необходимо определить удельные акустические сопротивления z_{nx} в направлении распространения волны (ось Ox) и z_{nz} – вдоль Oz

А. Импеданс z_{nx}

Из группы уравнений (3), используя средние по временному интервалу наблюдения значения суперпозиций давлений $T = 2\pi / (\omega_{II} - \omega_I)$

значения суперпозиций давлений $p_n(x, z, t) = p_n^I(x, z, t) + p_n^{II}(x, z, t)$ и соответствующих компонент фазовой скорости $v_{nx}(x, z, t) = v_{nx}^I(x, z, t) + v_{nx}^{II}(x, z, t)$ вида:

$$\begin{aligned} \bar{p}_n(x, z) &= \frac{1}{T} \int_0^T p_n^I(x, z, t) + p_n^{II}(x, z, t) dt, \\ \bar{v}_{nx}(x, z) &= \frac{1}{T} \int_0^T v_{nx}^I(x, z, t) + v_{nx}^{II}(x, z, t) dt, \end{aligned} \quad (4)$$

определим импеданс z_{nx} как :

$$z_{nx} = \frac{\bar{p}_n(x, z)}{\bar{v}_{nx}(x, z)}. \quad (5)$$

В выражении (5)

$$\begin{aligned} \bar{p}_n(x, z) &= A_n \rho \sin(a_n z) \times \left[B_I(\omega_I) e^{-i(\omega_I T/2)} e^{i(k_n^I x - \pi/2)} + B_{II}(\omega_{II}) e^{-i(\omega_{II} T/2)} e^{i(k_n^{II} x - \pi/2)} \right], \\ \bar{v}_{nx}(x, z) &= A_n \sin(a_n z) \times \left[C_I(\omega_I) e^{-i(\omega_I T/2)} e^{i(k_n^I x - \pi/2)} + C_{II}(\omega_{II}) e^{-i(\omega_{II} T/2)} e^{i(k_n^{II} x - \pi/2)} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

ρ - плотность; $a_n = \pi n / h$;

$$\begin{aligned} B_I(\omega_I) &= \omega_I \left(\frac{\sin(\omega_I T/2)}{\omega_I T/2} \right); & B_{II}(\omega_{II}) &= \omega_{II} \left(\frac{\sin(\omega_{II} T/2)}{\omega_{II} T/2} \right); \\ C_I(\omega_I) &= k_n^I \left(\frac{\sin(\omega_I T/2)}{\omega_I T/2} \right); & C_{II}(\omega_{II}) &= k_n^{II} \left(\frac{\sin(\omega_{II} T/2)}{\omega_{II} T/2} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

После подстановки (6) в (5), с учетом представлений (7) и формул Эйлера, для импеданса z_{nx} запишем:

$$z_{nx}(x) = \rho \frac{(B_I(\omega_I) \sin(\alpha_I(x)) + B_{II}(\omega_{II}) \sin(\alpha_{II}(x))) + i(B_I(\omega_I) \cos(\alpha_I(x)) + B_{II}(\omega_{II}) \cos(\alpha_{II}(x)))}{(C_I(\omega_I) \sin(\alpha_I(x)) + C_{II}(\omega_{II}) \sin(\alpha_{II}(x))) + i(C_I(\omega_I) \cos(\alpha_I(x)) + C_{II}(\omega_{II}) \cos(\alpha_{II}(x)))} \quad (8)$$

где $\Delta\alpha(x) = \alpha_I(x) - \alpha_{II}(x)$,

$$\alpha_I(x) = \omega_I T / 2 - k_n^I x, \quad \alpha_{II}(x) = \omega_{II} T / 2 - k_n^{II} x$$

Далее, переходя к экспоненциальному представлению числителя и знаменателя выражения (8) с последующим приведением к действительной и мнимой части, получим:

$$z_{nx}(x) = \rho \frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{Q}(x)} \cos(\Delta\gamma(x)) + i\rho \frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{Q}(x)} \sin(\Delta\gamma(x)), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \tilde{R}(x) &= \sqrt{R_I^2 + R_{II}^2 + 2R_I R_{II} \cos(\Delta\alpha(x))}, & R_I &= B_I(\omega_I), & Q_I &= C_I(\omega_I), \\ \tilde{Q}(x) &= \sqrt{Q_I^2 + Q_{II}^2 + 2Q_I Q_{II} \cos(\Delta\alpha(x))}, & R_{II} &= B_{II}(\omega_{II}), & Q_{II} &= C_{II}(\omega_{II}), \\ \Delta\gamma(x) &= -\gamma_{II}(x) + \gamma_I(x), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\gamma_I(x) = \arctg \left[\frac{R_I \cos(\alpha_I(x)) + R_{II} \cos(\alpha_{II}(x))}{R_I \sin(\alpha_I(x)) + R_{II} \sin(\alpha_{II}(x))} \right], \quad \gamma_{II}(x) = \arctg \left[\frac{Q_I \sin(\alpha_I(x)) + Q_{II} \sin(\alpha_{II}(x))}{Q_I \cos(\alpha_I(x)) + Q_{II} \cos(\alpha_{II}(x))} \right].$$

В. Импеданс z_{nz}

Из группы уравнений (3) через средние по временному интервалу наблюдения T значения суперпозиций давления $p_n(x, z, t) = p_n^I(x, z, t) + p_n^{II}(x, z, t)$ и соответствующих компонент фазовой скорости

вида:

$$\begin{aligned} \bar{p}_n(x, z) &= \frac{1}{T} \int_0^T p_n^I(x, z, t) + p_n^{II}(x, z, t) dt, \\ \bar{v}_{nz}(x, z) &= \frac{1}{T} \int_0^T v_{nz}^I(x, z, t) + v_{nz}^{II}(x, z, t) dt, \end{aligned} \quad (11)$$

определим импеданс $z_{nz}(x, z) = z_{nz}(z)|_{x=Const}$ как :

$$z_{nz}(z) = \frac{\bar{p}_n(x, z)}{\bar{v}_{nz}(x, z)} \Big|_{x=Const}. \quad (12)$$

Сохраняя выражение для давления (6), используя выражения для $v_{nz}^I(x, z, t)$, $v_{nz}^{II}(x, z, t)$ из группы (3), а также интегралы (11), обозначения из (6), (7) и замену $\tilde{D}(x) = \sqrt{D_I^2 + D_{II}^2 + 2D_I D_{II} \cos(\Delta\alpha(x))}$, где



$$D_I(\omega_I) = a_n \left(\frac{\sin(\omega_I T / 2)}{\omega_I T / 2} \right),$$

$$D_{II}(\omega_{II}) = a_n \left(\frac{\sin(\omega_{II} T / 2)}{\omega_{II} T / 2} \right)$$

после аналогичных преобразований приходим к записи импеданса в сечении $x = Const$ вдоль оси Oz :

$$z_{nz}(x, z) \Big|_{x=Const} = z_{nz}(z) =$$

$$= \rho \frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{D}(x)} \cos(\Delta\psi(x)) \operatorname{ctg}(a_n z) \Big|_{x=Const} + \quad (13)$$

$$+ i \rho \frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{D}(x)} \sin(\Delta\psi(x)) \operatorname{ctg}(a_n z) \Big|_{x=Const}$$

$$\Delta\psi(x) = -\psi_{II}(x) + \gamma_I(x),$$

$$\psi_{II}(x) = \operatorname{arctg} \left[\frac{D_I \sin(\alpha_I(x)) + D_{II} \sin(\alpha_{II}(x))}{D_I \cos(\alpha_I(x)) + D_{II} \cos(\alpha_{II}(x))} \right]. \quad (14)$$

III. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исходные расчетные данные настоящей работы заимствованы из работы [12]. То есть - расчеты проводились для первой ($n = 1$) моды волновода глубиной $h = 55$ м. При этом предполагалось, что источник, расположенный в сечении $x = 0$ и формирующий двухчастотный (f_1, f_2) сигнал, - создает в волноводе распространяющуюся на бесконечность комбинационную группу колебаний, а его рабочая поверхность совпадает с осью Oz .

Используя такое представление источника в плоско-параллельной модели волновода, считаем его - плоским поршнем (рис. 2).

При этом рассчитывались зависимости z_{nx} от текущей координаты x (x - в "метрах") и z_{nz} от z (z - в "метрах" при фиксированных значениях x). Частоты источника f_1, f_2 выбирались из области нижних фундаментальных частот $\approx (63 - 155)$ Гц. Результаты расчетов координатных зависимостей полного импеданса z_{nx} (рис. 3 а), фазы $F(x)$ (рис. 3 б) и иллюстративная зависимость изменчивости потокоформирующей скорости u (рис. 3 в.) - приведены для двух пар частот $f_1 = 63$ Гц, $f_2 = 80$ Гц и $f_1 = 63$ Гц, $f_2 = 125$ Гц (точечная и сплошная кривые соответственно). На рис. 3 г), д), е) показаны

сопутствующие расчетные нормированные распределения по каналу волновода средних за временной интервал наблюдения T плотностей потока мощности (по координатам x и z) для случая разночастотных колебаний - W_{nx} , W_{nz} и $W_{n\Sigma}$ (15), а также плотности акустической энергии E_n :

$$W_{nx\Sigma} = W_{nx}^I + W_{nx}^{II} \pm \Delta W_{nx}^{I,II},$$

$$W_{nz\Sigma} = W_{nz}^I + W_{nz}^{II} \pm \Delta W_{nz}^{I,II}, \quad (15)$$

$$W_{n\Sigma} = \sqrt{(W_{nx\Sigma})^2 + (W_{nz\Sigma})^2}.$$

где W_{nx}^I - плотность потока мощности для колебания I (частота ω_I , компонента x); W_{nx}^{II} - плотность потока мощности для колебания II (частота ω_{II} , компонента x); $\pm \Delta W_{nx}^{I,II}$ - знакопеременная добавка (компонента x). W_{nz}^I - плотность потока мощности для колебания I (частота ω_I , компонента z); W_{nz}^{II} - плотность потока мощности для колебания II (частота ω_{II} , компонента z); $\pm \Delta W_{nz}^{I,II}$ - знакопеременная добавка (компонента z).

Как видно из результатов расчетов при двухчастотном возбуждении волновода удельное акустическое сопротивление z_{nx} в направлении распространения волн (ось Ox) в отличие от случая одночастотного (гармонического) возбуждения [3], - зависит от координаты x . При этом в волноводе создается ситуация периодического по пространству увеличения и уменьшения импеданса z_{nx} (рис. 3 а.) с возникновением чередующихся относительных локальных максимумов и минимумов, характеризующих пространственное уменьшения и увеличения потока $W_{n\Sigma}$ через, соответствующие сечения волновода x .

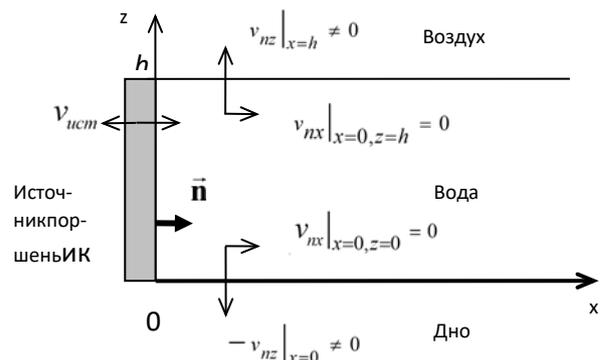


Рис. 2. Волновод с акустически мягкими границами и поршневым источником в сечении

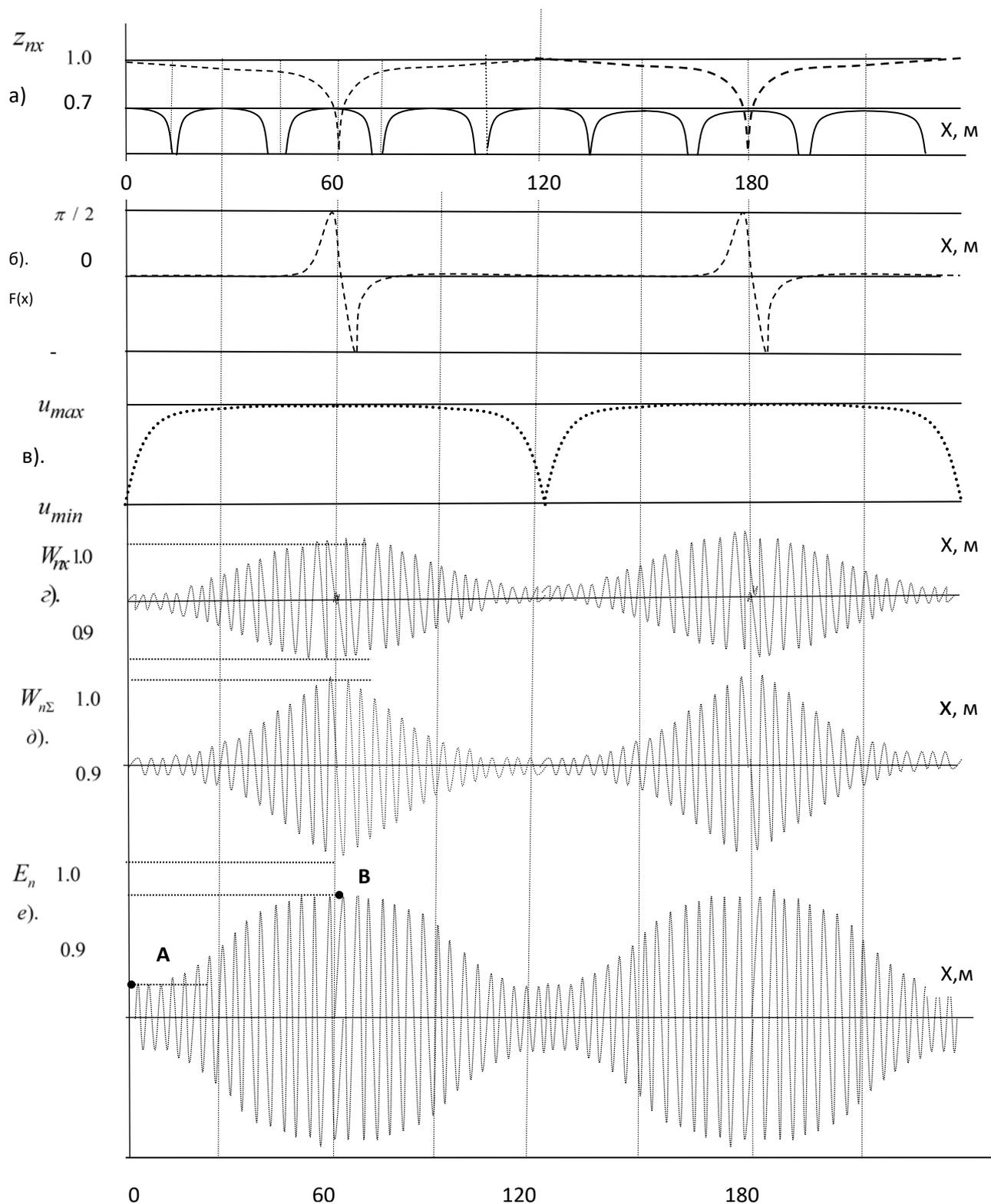


Рис. 3 Результаты расчетов импедансных и энергетических характеристик

Рассмотрим распределения основных характеристик поля, последовательно определяя их в сечениях $x \geq 0$ в соответствии с заданными граничными условиями. На рис. 2 схематически изображены составляющие колебательной скорости на поверхности поршневого источника (сечение $x = 0$), определяющие

возможность формирования плоских волн поршнем в заданных граничных условиях.

С одной стороны, заданный источник – идеален, как каноничный источник плоских волн. Однако, даже при поршневом возбуждении плоская волна



в данном волноводе не формируется и не распространяется (в том числе и для нулевой моды; см. выражение (1) при $n = 0, 1, 2, \dots$) [3]. Так, даже в ситуации, когда распределение скорости по поверхности поршня равномерно и отлично от нуля ($\bar{v}_{ucm}(x, z)|_{x=0} \neq 0$), - на границе $z = h$ частицы среды, прилегающие к поверхности источника, будут колебаться только со скоростью $\bar{v}_{nz}(x, z)|_{x=0} \neq 0$ вдоль оси Oz , а скорость при этом $\bar{v}_{nx}(x, z)|_{x=0, z=h} = 0$. Граница раздела “вода – воздух” как акустически мягкая, имеет нулевое сопротивление и шунтирует среду у поверхности поршня на горизонте $z = h$. Поэтому у поверхности моря поток частиц “идет не в волновод а в границу” [3] в направлении вектора $\bar{v}_{nz}|_{x=0} \neq 0$. Аналогичная ситуация складывается и у дна (граница $z = 0$) с тем отличием, что направление “донного” вектора $\bar{v}_{nz}(x, z)|_{x=0} \neq 0$ противоположно “приповерхностному”:

$$\bar{v}_{nz}(x, z)|_{x=0, z=h} = -\bar{v}_{nz}(x, z)|_{x=0, z=0}$$

Длины векторов – одинаковы. Это обуславливает возникновение одинаковых потоков, направленных в противоположные стороны. Известно что для плотностей потоков мощности, распространяющихся в противоположных направлениях выполняется принцип суперпозиции. Поэтому, результирующий поток $W_{nz\Sigma}$ в сечении $x = 0$ стремится к нулю, а для поверхностей $z = 0, z = h$ составляющие скорости $\bar{v}_{nx}(x, h)|_{x=0} = 0, \bar{v}_{nx}(x, 0)|_{x=0} = 0$.

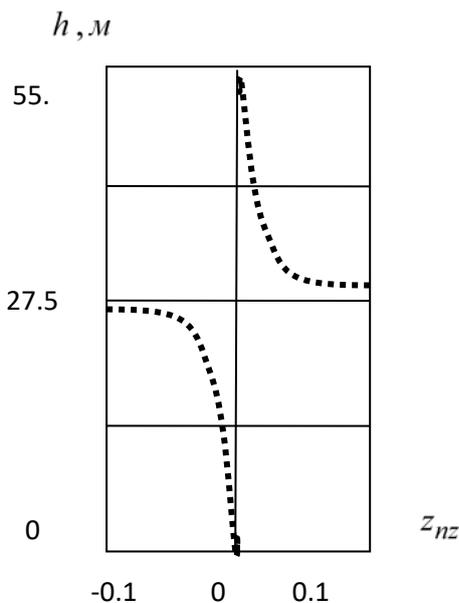


Рис.4. Удельное сопротивление z_{nz} по оси Oz , $f_1 = 63$ Гц, $f_2 = 80$ Гц, $h = 55$ м

Далее, по мере выполнения неравенства $x \geq 0$, ситуация развивается следующим образом:

При увеличении значения x импеданс z_{nx} , который полностью определяется лишь активной составляющей, уменьшается, стремясь в выбранных расчетных условиях к первому локальному минимуму в окрестности сечений $x \approx 60 - 62$ м. Как видно (рис. 3 б.), сдвиг фаз $F(x)$ между давлением $\bar{p}_n(x)$ и компонентой скорости $\bar{v}_{nx}(x)$ на этом участке волновода практически равен нулю. В малой окрестности сечения $x = 60$, наблюдается “бросок” фазы $\bar{v}_{nx}(x)$ на $0 + \pi/2; 0 - \pi/2$ (рис. 3 б.), что в свою очередь, обусловлено соотношением временных и пространственных составляющих фазовых набегов $\Delta\alpha(x) = \alpha_I(x) - \alpha_{II}(x)$, $\alpha_I(x) = \omega_I T/2 - k_n^I x$, $\alpha_{II}(x) = \omega_{II} T/2 - k_n^{II} x$, в знаменателях выражений (6), (8). При этом также наблюдается локальное увеличение реактивной составляющей z_{nx} .

С другой стороны выполнение граничных условий и равенств $\bar{v}_{nx}(x, h)|_{x=0} = 0, \bar{v}_{nx}(x, 0)|_{x=0} = 0$ в сечении $x = 0$ определяет относительное минимальное значение плотности потока мощности $W_{nx\Sigma} \approx W_{n\Sigma}$ [12]. Такая ситуация соответствует относительному локальному минимуму функции огибающей комбинационного колебания и наибольшему значению потенциальной энергии, сообщаемой источником частицам среды (точка А рис. 3 ж). Далее, по мере увеличения x возрастает добавка $+\Delta W_{nx}^{I, II}$, что приводит к росту потока $W_{nx\Sigma}$. При этом потенциальная энергией трансформируется в кинетическую, величина которой достигает максимума в области сечений окрестности локального минимума импеданса z_{nx} - т.е. там где скорость велика, а, следовательно, потоки $W_{nx\Sigma} \approx W_{n\Sigma}$ – наибольшие (рис. 3 в), г), д). При этом ситуация соответствует относительному локальному максимуму функции огибающей комбинационного колебания (рис. 3. е) точка В).

Последующее увеличение x показывает возрастание функции $z_{nx}(x)$ и увеличение сопротивления до относительного локального максимума при $x \approx 120$ м. Потом эффект повторяется с пространственным периодом $T_x \approx 118 - 120$ м, который при увеличении отклика частот пакета до октавы - уменьшается до $T_x \approx 25 - 30$ м (рис. 2 а)).

Пределы относительного изменения $E_n(x)$ в сечениях волновода связаны с диапазоном изменения величины потока $W_{n\Sigma}(x)$. Это означает, что $E_n(x)$ изменяется - от относительных локальных минимумов до относительных локальных максимумов огибающей сложного колебания при взаимном

преобразовании потенциальной энергии в кинетическую.

Рассмотрим свойства удельного сопротивления z_{nz} (по оси Oz), (рис. 4). Прежде всего, - положения относительно составляющих скоростей на горизонтах $z = 0$ и $z = h$, сопротивления границы, а также направления “поток частиц в границы” для горизонтов $z = 0$, $z = h$ – сохраняются. Поэтому справедливыми остаются соотношения вида:

$$v_{nz} \Big|_{x=0} = -v_{nx} \Big|_{x=0, z=h} \neq 0,$$

$$v_{nx} \Big|_{x=0, z=0} = 0.$$

Известно (скажем, [12]), что, по определению, стоячая волна – это явление, представляющее результат суперпозиции бегущих навстречу друг другу гармонических “волн одинаковой амплитуды, длины и частоты”. Понятно, что в нашем случае образование стоячих волн в сечении волновода исключено так как колебания вдоль оси Oz – комбинационные, что в свою очередь является еще одним обстоятельством развития потоков в вертикальных сечениях волновода.

При этом зависимость удельного сопротивления z_{nz} от координаты z , отвечающая выражениям (12), (13), полностью определяется заданными граничными условиями задачи, а аналогом сложившейся ситуации у поверхности поршня - может быть распространение звука в трубе, открытой с обеих сторон.

Приповерхностная область и граница $z = h$, а также придонная область и граница $z = 0$ волновода характеризуется практически нулевым импедансом и осуществляют фазовые трансформации параметров нормальных волн (например, изменение значения фазы на противоположное для давлений в падающей и отраженной волне). В то самое время срединные горизонты канала волновода обладают бесконечно большим реактивным импедансом $z_{nz} = \pm i \infty$, что вызвано “нулем эпюры колебательной скорости” [2] в срединном горизонте волновода рассматриваемого типа для моды $n = 1$.

Добавим, что в рассмотренной полосе частот характер зависимости $z_{nz}(z)$ не меняется – то есть сохраняется для любых сечений $x > 0$, что связано с используемыми моделями канала и источника.

Выводы

Обобщим полученные результаты.

При работе двухчастотного источника в мелком море, представленном плоско – параллельным волноводом с акустически мягкими границами, отмечены следующие особенности импедансных характеристик и их влияния на формирование поля в рабочей среде:

Для удельного акустического сопротивления в направлении распространения волнового пакета, z_{nx} (Ox):

- импеданс z_{nx} зависит от величин частот, составляющих волновой пакет;
- при возбуждении моды $n = 1$ удельное акустическое сопротивление z_{nx} в направлении распространения волн в отличие от ситуации одночастотного (гармонического) возбуждения, – зависит от координаты x , что обусловлено зависимостью от координаты и частоты результатов интерференции созданных в канале волновода комбинационных колебаний, составляющие которых распространяются с разными фазовыми скоростями;
- зависимость z_{nx} от координаты x и от значений частот пакета показывает периодические по пространству увеличения и уменьшения импеданса с созданием чередующихся локальных максимумов и минимумов, что обеспечивает пространственное уменьшение и увеличение плотности потока мощности через соответствующие сечения волновода x ;
- пространственное изменение потока в направлении оси Ox определяет последовательность областей относительных наибольших и наименьших значений плотности акустической энергии, распределение которых обуславливает порядок взаимных преобразований кинетической и потенциальной энергии, а также характеризует процесс передачи акустической энергии по каналу.

Для удельного акустического сопротивления в сечениях волновода, z_{nz} (Oz)

- при работе с двухчастотным волновым пакетом импеданс в вертикальных сечениях волновода z_{nz} полностью определяется граничными условиями задачи, имеет комплексный характер и характеризуется особенностью $z_{nz} = \pm i \infty$;
- в сечении $x = 0$ в виду свойств примыкающих к поверхности источника акустически мягких границ $z = 0$, $z = h$, компонента скорости v_{nx} минимальна, что, практически, приводит к исключению из дальнейшего рассмотрения средней за временной интервал наблюдения плотности потока мощности $W_{nx}(x) \approx \approx W_{n\Sigma}(x) \rightarrow 0$ и говорит о максимуме потенциальной энергии, сообщенной источником.
- с ростом x в рассмотренных расчетных ситуациях характер зависимости $z_{nz}(z)$ от сечения к сечению сохраняется, а средняя за период наблюдения плотность потока мощности в сечении W_{nz} , как минимум, на порядок меньше средней плотности потока мощности W_{nx} .

ПЕРЕЧЕНЬ ССЫЛОК

- [1] S. M. Rzhvekin, *Kurs lektsiy po teorii zvuka [The course of lectures on the theory of sound]*. Moscow, USSR: MGU, 1960.



- [2] M. A. Isakovich, *Obshchaya akustiki [General Acoustics]*. Moscow, USSR: Nauka, 1973.
- [3] M. I. Karnovsky, *Teoriticheskie osnovy gidroakustiki [Theoretical basics of hydroacoustics]*. Kyiv, Ukraine: KPI, 1986.
- [4] V. T. Grinchenko, I. V. Vovk, and V. T. Matsypura, *Osnovy akustiki [Basics of Acoustics]*. Kyiv, Ukraine: IGM NANU, 2009.
- [5] V. V. Meleshko, V. T. Matsypura, and I. A. Ulitko, *Teoriya volnovodov [Waveguide's theory]*. Kyiv, Ukraine: PCC Kyiv University, 2013.
- [6] M. A. Bulanaya, I. V. Vovk, V. T. Grinchenko, and V. T. Matsypura, "Osobennosti rasprostraneniya zvukovogo impul'sa v ploskom regul'yarnom volnovode [Peculiarities of the sound pulse propagation in the planar regular waveguide]," *Acoust. Bull.*, vol. 11, no. 4, pp. 9–23, 2008, URL: [http://hydromech.org.ua/content/pdf/av/av-11-4\(09-23\).pdf](http://hydromech.org.ua/content/pdf/av/av-11-4(09-23).pdf).
- [7] A. O. Bezruchko, V. S. Didkovskiy, M. D. Gladkikh, and O. V. Korzhyk, "Deformatsiya signala s razlichnoy chastotoy impul'snogo koda v podvodnom zvukovom kanale [About deforming multifrequency pulse-coded acoustic signals in the underwater sound channel]," *Inf. Process. Syst.*, no. 10(135), pp. 12–15, 2015, URL: <http://www.hups.mil.gov.ua/periodic-app/article/13389>.
- [8] N. D. Hladkikh, O. V. Korzhyk, and V. S. Didkovskiy, "Propagation of sound pulse informational messages in planar wave-guide with ideal boundaries," *Electron. Commun.*, vol. 21, no. 3, pp. 82–96, Oct. 2016, DOI: [10.20535/2312-1807.2016.21.3.70274](https://doi.org/10.20535/2312-1807.2016.21.3.70274).
- [9] V. A. Lastovenko and V. A. Lisutin, "Features of vector acoustic fields in a wave waters of the shallow sea," *Zb. Nauk. Pr. Prykladna Fis. i Mat.*, pp. 192–198, 2014.
- [10] Y. I. Papkova, "Pekeris waveguide in the case of an inhomogeneous profile of the sound velocity and absorbing base," *Akust. Vozn.*, vol. 13, no. 3, pp. 42–50, 2010.
- [11] O. S. Chaika, M. O. Yaroshenko, and O. V. Korzhyk, "Singular points of vector intensity's field in waveguide with combine boundaries," *Microsystems, Electron. Acoust.*, vol. 23, no. 1, pp. 44–51, 2018, DOI: [10.20535/2523-4455.2018.23.1.107853](https://doi.org/10.20535/2523-4455.2018.23.1.107853).
- [12] M. O. Korzhyk, S. V. Kurdiuk, and O. V. Korzhyk, "Impedance Characteristics of a Plane-Parallel Acoustic Waveguide with Combined Borders at Two-Frequency Acoustical Excitation," *Microsystems, Electron. Acoust.*, vol. 23, no. 3, pp. 64–73, 2018, DOI: [10.20535/2523-4455.2018.23.4.135928](https://doi.org/10.20535/2523-4455.2018.23.4.135928).

Надійшла до редакції 12 липня 2018 р.

УДК 534.2

Імпедансні характеристики пласко-паралельного акустичного хвилеводу з акустично м'якими границями при збудженні його двохчастотним сигналом

Коржик М. О., ORCID [0000-0002-2501-595X](https://orcid.org/0000-0002-2501-595X)
e-mail ov.korzjik@aae.kpi.ua

Національний Технічний Університет України
"Київський Політехнічний Інститут імені Ігоря Сікорського" kpi.ua
Київ, Україна

Курдюк С. В., ORCID [0000-0002-3165-4571](https://orcid.org/0000-0002-3165-4571)
e-mail serega15507@ukr.net

Інститут Військово-Морських Сил НУ "ОМА"
Одеса, Україна

Коржик О. В., д.т.н. проф., ORCID [0000-0001-6793-1676](https://orcid.org/0000-0001-6793-1676)
e-mail avkorzhyk@gmail.com

Національний Технічний Університет України
"Київський Політехнічний Інститут імені Ігоря Сікорського" kpi.ua
Київ, Україна

Реферат—В работе рассмотрены импедансные характеристики волновода с акустически мягкими границами при распространении в нем волнового пакета в виде двухчастотного звукового сигнала. Плоско - параллельный волновод с акустически мягкими границами имитирует мелкое море с донной поверхностью илистого или песчаного типа, В результате решения задачи определения удельных акустических сопротивлений вдоль горизонтального и вдоль вертикального сечения волновода - получены основные аналитические выражения, описывающие распространение в нем комбинационных колебаний двух разных частот. Для определения импедансных характеристик использованы средние значения суперпозиций компонент колебательной скорости и давлений, разви-



ваемых разночастотными колебаниями источника. Рассмотрены вопросы формирования в волноводе распределенный средних по временному интервалу наблюдения плотностей потоков мощности и плотности акустической энергии.

Целью работы является определение особенностей удельных акустических сопротивлений комбинационным волнам, распространяющимся в плоско-параллельном волноводе с акустически мягкими границами, и их влияние на основные энергетические характеристики акустического поля, возбуждаемого двухчастотным источником.

В условиях дисперсии, для области нижних частот и первой моды волновода, рассчитаны зависимости и проанализированы особенности импедансных характеристик и их влияние на распределение по каналу волновода средних по временному интервалу наблюдения плотностей потоков мощности и плотности акустической энергии. В работе показано, что импеданс волновода вдоль его горизонтальной оси зависит от координаты и значений частот исходного пакета.

Библ.12, рис. 4

Ключові слова — акустично м'яка межа, імпеданс, питомий акустичний опір, двочастотний пакет, щільний потік потужності, щільність акустичної енергії.

UDC 534.2

Impedance Characteristics of a Plane-Parallel Acoustic Waveguide with Acoustically Mellow Borders at Two-Frequency Acoustical Excitation

M. O. Korzhyk, ORCID [0000-0002-2501-595X](https://orcid.org/0000-0002-2501-595X)

e-mail ov.korzjik@ae.kpi.ua

National technical university of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv polytechnic institute" kpi.ua
Kyiv, Ukraine

S. V. Kurdiuk, ORCID [0000-0002-3165-4571](https://orcid.org/0000-0002-3165-4571)

e-mail serega15507@ukr.net

Institute of Naval Forces NU "OMA"
Odesa, Ukraine

O. V. Korzhyk, Dr.Sc.(Eng.) Prof., ORCID [0000-0001-6793-1676](https://orcid.org/0000-0001-6793-1676)

e-mail avkorzhyk@gmail.com

National technical university of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv polytechnic institute" kpi.ua
Kyiv, Ukraine

Abstract—The impedance characteristics of a waveguide with combined boundaries are considered in the propagation of a wave packet by a two-frequency signal. A plane-parallel waveguide with acoustically mellow boundaries was modeled by a shallow sea with a bottom surface represented by an acoustically rigid boundary. The boundary between media "water-air" is an acoustically soft boundary also. As a result of solving the problem of determining the acoustic impedance along the horizontal and along the vertical section of the waveguide, the main analytical expressions, which described propagation process in such boundary condition. For the determination of task solution was used the superposition of average values of the oscillations velocity components and acoustic pressures. The problems of the formation in the waveguide average for the observation interval meanings of power flux densities and acoustic energy densities are considered.

The aim of this work is to determine the specific acoustic impedances to normal waves propagating in a plane-parallel waveguide with mellow boundaries and their effect on the main energy characteristics of an acoustic field, which excited by a two-frequency source.

Under conditions of dispersion, for the low-frequency region and the first mode of the waveguide, the dependences are calculated. In paper shown the features of the impedance characteristics and their influence on the distribution along the waveguide channel average for the observation interval meanings power flux densities and acoustic energy density. In the paper also shown the dependence the impedance of a waveguide along the horizontal axis on the coordinate and on frequency values of the original packet.

Библ.12, Fig. 4

Key words — the impedance, shallow sea, waveguide, two-frequency source, meanings power flux densities, acoustic energy density

