



УДК 623.983
Д 36

ANALYTICAL STUDIES OF PHYSICAL FIELDS OF HYDROACOUSTIC STATIONS WITH LINEAR LONG-LENGTH TOWED ANTENNAS NEAR THE SEABED

АНАЛИТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ С ЛИНЕЙНЫМИ ПРОТЯЖЕННЫМИ БУКСИРУЕМЫМИ АНТЕННАМИ ВБЛИЗИ МОРСКОГО ДНА

DOI 10.15589/SMI. 2015.01.08

Aleksandr G. Leyko
Лейко
Александр
Георгиевич

Aleksandr G. Leyko

О. Г. Лейко, д-р техн. наук, проф.

aleksander_leiko@ukr.net

ORC ID: 0000-0002-7744-473X

Anatoliy V. Derepa

А. В. Дерепя, канд. техн. наук, ст. науч. сотр.

derepaan@i.ua

ORC ID: 0000-0001-7334-2237



Anatoliy V. Derepa
Дерепя
Анатолий
Войткович

Central Research and Development Institute of Armament and Military Equipment, Kiev
Центральный научно-исследовательский институт вооружения и военной техники
Вооруженных Сил Украины, г. Киев

Abstract. Aspects of “hydroacoustic station–surface vessel” system, where station contains antennas with different levels of submergence, have been discussed. The aim of the study is the investigation of physical fields of the mentioned systems, while linear bending antennas with different levels of submergence are operating near seabed. Antennas are the part of the towing system of the onboard surface vessel. Using the method of images in the body system “plane solid boundary–electro-elastic cylindrical piezoelectric ceramic sheath” the differential equations were solved. While solving differential equations, describing the motion of elastic media inside and outside of antenna transducers, motion of thin piezoelectric ceramic sheaths with radial polarization and stimulated electrostatics for piezoelectric ceramics, the analytical equations, describing physical fields which form linear antennas while operating near sea bottom are obtained. These equations are the basis for obtaining the quantitative data about acoustic, mechanical and electrical properties and electric fields of antennas in relation to the towing antenna conditions. The results of investigations can be implemented to estimate changes of “hydroacoustic station–surface vessel” systems efficiency under the changing operating conditions. Furthermore, the results of the present investigation may be used as a basis for making necessary decisions for the changes of towed antenna conditions.

Keywords: hydroacoustic station; flexible extended trailing antenna; piezoelectric ceramic cylindrical sheath.

Аннотация. В соответствии с задачей систематизированного исследования характеристик гидроакустических станций в условиях, моделирующих реальные, рассмотрено модельное представление линейной протяженной буксируемой антенны такой станции вблизи морского дна и получены аналитические соотношения, позволяющие описать физические поля антенны.

Ключевые слова: гидроакустическая станция; гибкая протяженная буксируемая антенна; пьезокерамическая цилиндрическая оболочка.

Анотація. Відповідно до задачі систематизованого дослідження характеристик гідроакустичних станцій в умовах, що моделюють реальні, розглянуто модельне зображення лінійної протяжної буксированої антени такої станції поблизу морського дна та одержані аналітичні співвідношення, що дозволяють описати фізичні поля антени.

Ключові слова: гідроакустична станція; гнучка протяжна буксирована антена; п'єзокерамічна циліндрична оболонка.

References

Didkovskiy V. S., Poroshyn S. M. et al. *Akustychni anteny* [Acoustic antennas]. Kharkiv, 2014. 245 p.

Boriseyko V. A., Ulitko A. F. Asimmetrichnye kolebaniya tonkoy sfericheskoy obolochki [Asymmetric vibrations of thin spherical shell]. *Prikladnaya mekhanika — Applied Mechanics Journal*, 1974, vol. 10, no. 10, pp. 3–10.

Boriseyko V.A., Grinchenko V.T., Ulitko A.F. Sootnosheniya elektrouprugosti dlya pezoeramicheskikh obolochek vrashcheniya [Electroelasticity ratio for piezoelectric ceramic shells of revolution]. *Prikladnaya mekhanika — Applied Mechanics Journal*, 1976, vol. 12, no. 2, pp. 26–33.

Guz A.N., Golovin V.T. *Difraktsiya uprugikh voln v mnogosvyaznykh telakh* [Diffraction of elastic waves in multiconnected bodies]. Kyiv, Naukova dumka Publ., 1972. 254 p.

Guz A.N., Kubenko V.D., Babaev A.E. *Gidrouprugost sistem obolochek* [Hydroelasticity of sheath systems]. Kyiv, Vysshaya shkola Publ., 1984. 208 p.

Derepa A.V., Leyko A.G., Melenko Yu.Ya. *Osnovy voenno-tekhnicheskikh issledovaniy v 8 t. T. 7. Kompleksnaya sistema «gidroakusticheskoe vooruzhenie–nadvodnyy korabl»*. *Problemmnye aspekty sistemy «gidroakusticheskaya stantsiya–nadvodnyy korabl» s antennami, razmeshchennymi v korpuse korablya* [Grounds of military-technical research in 8 v. V. 7. Complex system “hydroacoustic armaments–waterborne ship”. Problem aspects of the system “hydroacoustic armaments–waterborne ship” with antennas, placed in the ship hull]. Kyiv, Dmitriya Burago Publ., 2014. 425 p.

Ivanov E.A. *Difraktsiya elektromagnitnykh voln na dvukh telakh* [Diffraction of electromagnetic waves on the two bodies]. Minsk, Nauka i tekhnika Publ., 1968. 584 p.

Didkovskiy V.S., Poroshyn S.M., Leiko A.H., Leiko A.A., Drozdenko O.I. *Konstruiuvannia elektroakustichnykh prykladiv i system dlia multymediinykh akustichnykh tekhnolohii* [Development of electro-acoustic devices and systems for multimedia acoustic technology]. Kharkiv, 2013. 390 p.

Leyko A.G., Nizhnik A.I., Starovoyt Ya.V. Zvukovye polya pezoeramicheskikh izluchateley s razlichnym pezoefektom [Sound fields of piezoelectric ceramic emitters with different piezoelectric effect]. *Elektronika i svyaz — Electronics and Communications Journal*, 2013, no. 5, pp. 50–55.

Leyko A.G., Nizhnik A.I., Starovoyt Ya.V. Akusticheskie svoystva tsilindricheskikh pezoeramicheskikh izluchateley silovoy i kompensirovannoy konstruktii s prodolnym i poperechnym pezoefektami [Acoustic properties of cylindrical piezoelectric ceramic emitters of power and compensated structures with longitudinal and transversal piezoelectric effects]. *Elektronika i svyaz — Electronics and Communications Journal*, 2013, no. 6, pp. 62–73.

Ulitko A.F. *K teorii kolebaniy pezoeramicheskikh tel. Teplovye napryazheniya v elementakh konstruktivnykh* [On the theory of vibrations of piezoelectric ceramic bodies. Thermal stress in the structural elements]. Kyiv, Naukova dumka Publ., 1975. 26–33 p.

Problem statement. Hydroacoustic equipment of surface vessels is a significant part of their radioelectronic equipment, and its continuous improvement becomes a constant need either for developers of weapons or for shipbuilders, forcing them to jointly seek solutions to the problem of increasing the efficiency of the integrated system “hydroacoustic equipment–surface vessel”.

Due to its efficiency, proven by operating experience, hydroacoustic stations (HAS) with flexible long-length towed antennas (FLTA) became widespread [6]. Typically, antennas of such HAS are made in the form of linear array antennas constructed of the cylindrical piezoelectric ceramic transducers-receivers of sound with transverse or longitudinal piezoelectric effect. These transducers are located along the length of the antenna, often equidistantly, and depending on the diving depth during the operation the antennas can be performed in the form of constructions of the power or compensated type. In the construction of the power type the inner emptiness of the receiver is vacuumized or filled with air at the normal atmospheric pressure, and in the construction of the compensated type it is filled with fluid [8]. In the latter case, the piezoelectric ceramic cylindrical element of the receiver is in the conditions of all-round compression and the operating diving depth of the antenna of HAS with FLTA becomes virtually unlimited.

When operating HAS with antennas of the variable depth as GPBA in conditions of the surface vessel-carrier we should take into account a number of points.

Постановка проблемы. Гидроакустическое вооружение надводных кораблей составляет значительную часть их радиоэлектронного оборудования, а его постоянное усовершенствование становится необходимостью как для разработчиков вооружения, так и для кораблестроителей, заставляя их совместно искать пути решения проблемы повышения эффективности комплексной системы «гидроакустическое вооружение–надводный корабль».

Широкое распространение благодаря своей подтвержденной опытом эксплуатации эффективности получили гидроакустические станции (ГАС) с гибкими протяженными буксируемыми антеннами (ГПБА) [6]. Как правило, антенны таких ГАС выполняются в виде линейных антенных решеток, построенных из цилиндрических пьезокерамических преобразователей–приемников звука с поперечным или продольным пьезоэффектом. Эти преобразователи располагаются по длине антенны, чаще всего эквидистантно, и в зависимости от глубины погружения в процессе эксплуатации антенны могут быть выполнены в виде конструкций силового или компенсированного типа. В конструкции силового типа внутренняя пустота приемника вакуумируется или заполняется воздухом при нормальном атмосферном давлении, в компенсированной конструкции — жидкостью [8]. В последнем случае пьезокерамический цилиндрический элемент приемника находится в условиях всестороннего сжатия и рабочая глубина

Firstly, HAS with such antennas are designed to work in the field of infrasound and low frequency sounds. For the given frequency, such characteristics of the sea surface as parameters of the sea disturbance or characteristics of the seabed such as its irregularities do not affect the formation of the directional characteristic of FLTA. The principal factor in this case is the factor of availability of the sea surface, sea bottom or both of them near the antenna. However, given the above frequency properties of HAS with FLTA, the sea surface, which is a plane boundary between water and air, can be taken as ideally pliant acoustically. The seabed, consisting of silt or sand on the rocky basis can be taken as absolutely rigid in most cases. It is the influence of these factors on the directional and other properties of antennas that should be considered in the operation of HAS with FLTA.

Secondly, the directional properties of linear antennas are defined as the product of the multiplier of the array antenna, which is a characteristic of the direction of the centers of placement of the transducers-receivers in FLTA on the directional characteristic of the hydroacoustic receiver [1]. This allows us to consider this influence on the direction of only the FLTA receivers during the study of the influence of surfaces on the directional properties of FLTA.

Latest research and publications analysis. It should be noted that the physical properties of hydroacoustic transducers, which are placed in an infinite medium and are have the form of cylindrical piezoelectric ceramic constructions of the power or compensated type with the use of the lateral and longitudinal piezoelectric effect, have been adequately studied in the works [9, 10]. At the same time, substantial attention was not paid to the study of the physical fields of the individual transducers or their systems near the plane interfaces of different media in hydroacoustics. This is due to the fact that when the problems of the circular sheath are being considered, the presence of the bounding surface nearby greatly complicates the solution of problems, because at that it is necessary to simultaneously satisfy the boundary conditions on the surfaces of various shapes, i. e. plane and circular cylindrical boundaries. The performed study of vibrations of cylindrical sheaths near the interface between two media [4, 5] shows, that in many cases the interaction of the reflecting surfaces has a significant qualitative and quantitative impact on the nature of the proceeding processes and the characteristic of the signal reception by the sheath in particular.

RESEARCH AIM is to study the physical fields of systems of the type under consideration in relation to HAS with antennas of varying depth in the form of linear FLTA when they are in operation near the seabed.

Basic material. Let us consider the problem of the sound reception of the naval HAS with the antenna l of variable depth, which is towed behind the vessel-

погружения антенны ГАС с ГПБА становится практически неограниченной.

При эксплуатации ГАС с антеннами переменной глубины в виде ГПБА в условиях надводного корабля-носителя необходимо принимать во внимание ряд моментов.

Во-первых, ГАС с такими антеннами предназначены для работы в области инфразвуковых и низких звуковых частот. Для таких частот характеристики морской поверхности типа параметров волнения моря или характеристики морского дна типа его неровностей практически не влияют на формирование характеристики направленности ГПБА. Принципиальным в этом случае является фактор наличия вблизи антенны или морской поверхности, или морского дна, или и того и другого. При этом, учитывая приведенные выше частотные свойства ГАС с ГПБА, в акустическом плане морскую поверхность, которая представляет собой плоскую границу раздела сред «вода–воздух», можно принять идеально податливой, а морское дно, состоящее в большинстве случаев из ила или песка на каменной основе, — абсолютно жестким. Именно влияние этих факторов на направленные и другие свойства антенн и необходимо учитывать при эксплуатации ГАС с ГПБА.

Во-вторых, направленные свойства линейных антенн определяются как произведение множителя антенной решетки, которая представляет собой характеристику направленности центров размещения преобразователей-приемников в ГПБА, на характеристику направленности гидроакустического приемника [1]. Это позволяет при изучении влияния поверхностей на направленные свойства ГПБА ограничиться рассмотрением этого влияния на направленность только приемников ГПБА.

Анализ последних исследований и публикаций. Следует отметить, что физические свойства гидроакустических преобразователей, которые размещены в безграничной среде и выполнены в виде цилиндрических пьезокерамических конструкций силового или компенсированного типа с использованием поперечного или продольного пьезоэффекта, достаточно полно были изучены в работах [9, 10]. В то же время исследованию физических полей отдельных преобразователей или систем их вблизи плоских границ раздела разных сред в гидроакустике практически не уделялось существенного внимания. Это связано с тем, что присутствие вблизи круговой оболочки ограничивающей поверхности существенно усложняет решение задач, поскольку при этом необходимо одновременно удовлетворять граничным условиям на поверхностях разной формы — плоской и круговой цилиндрических границах. Выполненные же исследования колебаний цилиндрических оболочек вблизи плоской границы раздела сред [4, 5] показывают, что во многих случаях взаимодействие отражающих поверхностей оказывает значительное качественное и количественное влияние на характер протекающих процессов,

carrier 2 at the distance d from the seabed (Fig. 1). Position 3 is a hydrodynamic penetrator for the towing of the antenna of the variable depth at the required depth. Antenna is a long-length discrete multi-element equidistant antenna, each element of which — sound receiver 4 — is designed as a thin-walled piezoelectric ceramic cylinder of the power or compensated design. Physical properties of the seabed were considered above.

Let us associate the following calculation model with the described physical formulation of the problem (Fig. 2). Let us assume that the receivers of the antenna are combined in an infinitely thin cylindrical piezoelectric ceramic sheath Γ_1 with the radius r_0 and thickness h . This assumption is well-consistent with the reality because the antennas of this type operate in infrasound or low frequency sounds, and the distances between their sound receivers are small compared to the operating wave length.

We will assume that the surfaces of the sheaths are electroded and the electrical signal u is removed from the electrode plates. The piezoelectric ceramic sheath is polarized along its thickness. Outside, it is surrounded by fluid with the density ρ and the sound velocity c . Inside

в частности на характеристику приема сигнала оболочкой.

ЦЕЛЮ РАБОТЫ является исследование физических полей систем рассматриваемого типа применительно к ГАС с антеннами переменной глубины в виде линейных ГПБА при работе их вблизи морского дна.

Изложение основного материала. Рассмотрим задачу о приеме звука корабельной ГАС с антенной 1 переменной глубины, которая буксируется за кораблем-носителем 2 на расстоянии d от морского дна (рис. 1). Позиция 3 представляет собой гидродинамический заглубитель для обеспечения буксировки антенны переменной глубины на необходимой глубине. Антенна представляет собой протяженную дискретную многоэлементную эквидистантную решетку, каждый элемент которой — приемник звука 4 — выполнен в виде тонкостенного пьезокерамического цилиндра силовой или компенсированной конструкции. О физических особенностях морского дна говорилось выше.

Изложенной физической постановке задачи поставим в соответствие следующую расчетную модель (рис. 2). Предположим, что приемники антенны

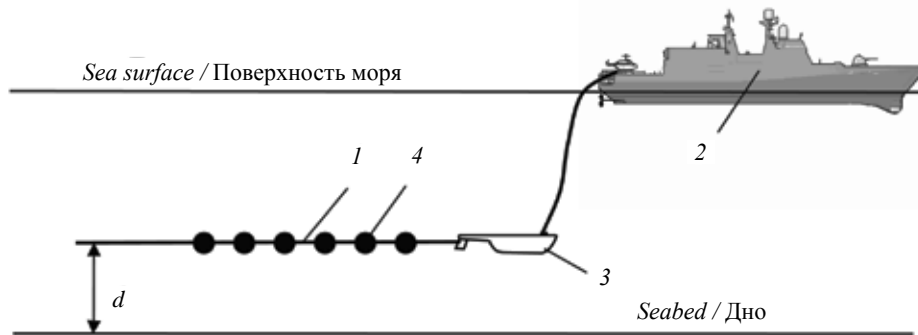


Fig. 1. Scheme of operation of HAS with FLTA

Рис. 1. Схема эксплуатации ГАС с ГПБА

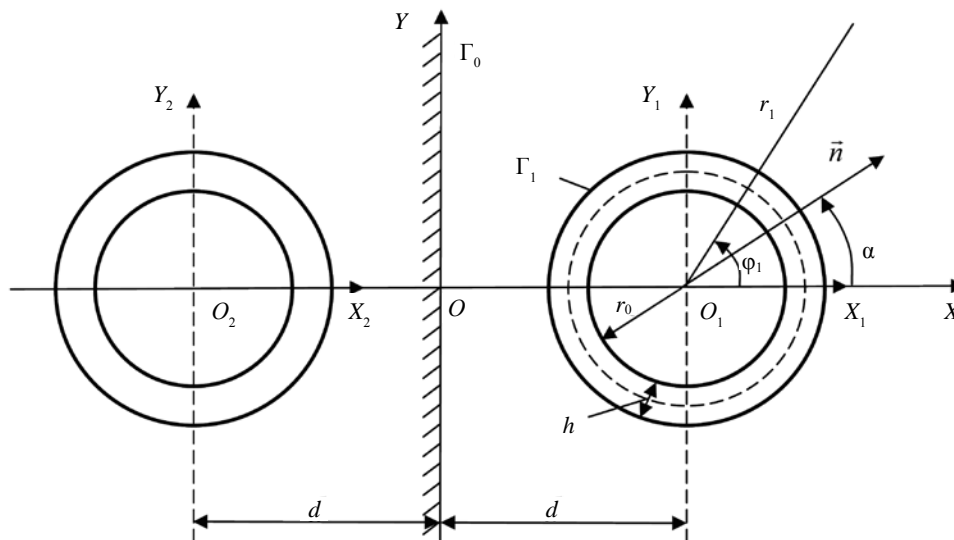


Fig. 2. Normal cross-section of the considered system of bodies and coordinate system

Рис. 2. Нормальное сечение рассматриваемой системы тел и системы координат

it is filled with medium with the density ρ_b and the sound speed c_b or vacuumized ($\rho_b c_b = 0$). At a distance d from the longitudinal axis of the sheath the absolutely rigid surface Γ_0 is placed parallel to it. A plane sound wave Φ_0 of a unit amplitude comes to the system “sheath–plane surface” from the environment in the direction of a \vec{n} single vector that forms an α angle with the OX axis. Let’s confine ourselves to the case when the \vec{n} vector of wave arrival is located in the plane which is normal to the longitudinal axis of the sheath. The cross section of the computational model of this plane and the systems of rectangular and cylindrical coordinates, introduced to solve the problem, are shown in Fig. 2.

In view of the assumptions the physical fields, formed by the linear antenna from circular cylindrical piezoelectric ceramic transducers in the receive mode near the hard seabed may be determined through the general solution of the following differential equations:

wave equation describing the motion of the elastic media (gas or liquid) inside and outside the antenna transducers (time dependence is taken as $e^{-i\omega t}$),

$$\Delta\Phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2};$$

equations of motion of thin sheaths with a thickness polarization in displacements:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \beta^2 \xi_p \left[\frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^3 w}{\partial \varphi^3} \right] &= \frac{r_o^2}{C_M^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \\ \frac{\partial u}{\partial \varphi} - w - \beta^2 \xi_p \left[\frac{\partial^3 u}{\partial \varphi^3} + \frac{\partial^4 w}{\partial \varphi^4} \right] &= \frac{r_o^2}{C_M^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \\ + r_o (1 + \mathcal{G}) d_{31} E_r^{(o)} - \frac{s_{11}^E (1 + \mathcal{G}^2)}{h_o} q_r; \end{aligned} \quad (1)$$

equations of stimulated electrostatics for piezoelectric ceramics

$$E = -grad\psi; \text{div } D = 0 \quad (2)$$

where Δ is a Laplace operator; Φ is the potential of velocity of the acoustic field; u and w are circular and normal components of the vector of displacement of the sheath mechanical field; $\beta = \frac{h}{12r_o^2}$; $\xi_p = 1 + \frac{k_p^2(1 + \mathcal{G})}{2(1 - k_p^2)}$; $h_o = \frac{h}{r_o}$ is a dimensionless thickness; $C_M = [s_{11}^E \rho (1 - \mathcal{G}^2)]^{1/2}$ is a velocity of longitudinal vibrations in the material of the sheath; $q_r = (p_{bh} - p)$ is an external load of the sheath; p_{bh} and p are the amplitudes of the hydrodynamic loads in the internal and external media of the antenna transducers; $\mathcal{G} = -\frac{s_{12}^E}{s_{11}^E}$ is the Poisson coefficient of the sheath material; $k_p^2 = \frac{2}{1 - \mathcal{G}} \frac{d_{31}^2}{s_{11}^E \varepsilon_{33}^T}$ is a square of planar electro-mechanical coupling coefficient; d_{31} is a piezoelectric module; s_{11}^E , s_{12}^E are elastic compliances of the sheath material, measured under a constant electric field; ε_{33}^T are dielectric permittivity, measured at the constant mechanical stresses; E is an intensity vector and D is a

объединены в бесконечно тонкую цилиндрическую пьезокерамическую оболочку Γ_1 радиусом r_o , толщиной h . Это предположение достаточно хорошо согласуется с реальностью, поскольку антенны рассматриваемого типа работают в области инфразвуковых и низких звуковых частот и расстояния между приемниками звука у них малые по сравнению с длиной рабочей волны.

Будем считать, что поверхности оболочки электродированы и с обкладок электродов снимается электрический сигнал u . Сама пьезокерамическая оболочка поляризована по толщине. Снаружи она окружена жидкостью плотностью ρ и скоростью звука c , внутри заполнена средой с плотностью ρ_b и скоростью звука c_b или вакуумирована ($\rho_b c_b = 0$). На расстоянии d от продольной оси оболочки параллельно ей размещается абсолютно жесткая поверхность Γ_0 . На систему «оболочка–плоская поверхность» из окружающей среды в направлении одиночного вектора \vec{n} , который образует угол α с осью OX , приходит плоская звуковая волна Φ_0 единичной амплитуды. Ограничимся рассмотрением случая, когда вектор \vec{n} прихода волны располагается в плоскости, нормальной к продольной оси оболочки. Сечение расчетной модели этой плоскостью и введенные для решения задачи системы прямоугольных и цилиндрических координат приведены на рис. 2.

С учетом принятых допущений физические поля, формируемые линейной антенной, образованной из круговых цилиндрических пьезокерамических преобразователей, в режиме приема вблизи жесткого дна могут быть определены через общее решение следующих дифференциальных уравнений:

волнового уравнения, описывающего движение упругих сред (газа или жидкости) внутри и вне преобразователей антенны (временная зависимость принята в виде $e^{-i\omega t}$),

$$\Delta\Phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2};$$

уравнений движения тонких оболочек с толщиной поляризации в перемещениях:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \beta^2 \xi_p \left[\frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^3 w}{\partial \varphi^3} \right] &= \frac{r_o^2}{C_M^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \\ \frac{\partial u}{\partial \varphi} - w - \beta^2 \xi_p \left[\frac{\partial^3 u}{\partial \varphi^3} + \frac{\partial^4 w}{\partial \varphi^4} \right] &= \frac{r_o^2}{C_M^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \\ + r_o (1 + \mathcal{G}) d_{31} E_r^{(o)} - \frac{s_{11}^E (1 + \mathcal{G}^2)}{h_o} q_r; \end{aligned} \quad (1)$$

уравнений вынужденной электростатики для пьезокерамики

$$E = -grad\psi; \text{div } D = 0, \quad (2)$$

где Δ — оператор Лапласа; Φ — потенциал скорости акустического поля; u и w — круговая и нормальная составляющие вектора смещений механического поля оболочки; $\beta = \frac{h}{12r_o^2}$; $\xi_p = 1 + \frac{k_p^2(1 + \mathcal{G})}{2(1 - k_p^2)}$; $h_o = \frac{h}{r_o}$ — безразмерная толщина; $C_M = [s_{11}^E \rho (1 - \mathcal{G}^2)]^{1/2}$ — скорость

vector of induction of the electric field; ψ is the potential difference between the electrodes of the sheath.

These equations are supplemented by the boundary conditions, which include two components for the conditions of the problem under consideration. The first of them is connected with the presence of the plane boundary, the second – with the piezoelectric ceramic cylindrical sheath. The boundary condition on the plane boundary has the following form

$$\frac{\partial \Phi_{\Sigma}}{\partial x} = 0; x = 0; \quad (3)$$

where Φ_{Σ} is the potential of velocity of the full sound field, diffracted on the system of “sheath–plane surface”.

On the surface of the cylindrical sheath kinematic conditions should be performed. The sense of these conditions is the equality of the velocities of the normal displacements of points of the surfaces of sheaths and the velocities of fluctuation of their adjacent particles of the internal and external media:

$$-\frac{\partial \Phi_{\Sigma}}{\partial r_1} = -\frac{\partial \Phi_{\text{в}}}{\partial r_1} = \frac{\partial w}{\partial t}, \quad (4)$$

where $\Phi_{\text{в}}$ is the potential of the velocity of the sound field inside the sheath.

By the sound field, these conditions are supplemented by radiation conditions at perpetuity.

Electrical boundary conditions of the considered problem of the sound receiving can be selected in two variants of electrical load of the antenna receivers: idle mode and real electrical load $z_{\text{эл}}$.

In the case of idling the stimulated electrostatics equations for piezoelectric ceramics can be represented as

$$\int_S \frac{\partial D_r^{(o)}}{\partial t} dS = 0,$$

where S is an area of the electrode; $D_r^{(o)}$ is a normal component of the vector of electric induction.

In the variant, when the electrodes of the piezoelectric ceramic sheath are closed with the outer contour with a known complex resistance $z_{\text{эл}}$, we should use the following expression:

$$\int_S \frac{\partial D_r^{(o)}}{\partial t} dS = \frac{\Psi}{Z_{\text{эл}}}. \quad (5)$$

Thus, taking into account the accepted assumptions the problem of determining the physical fields of the linear antenna at its finding near the seabed is reduced to solving the boundary value problem.

Solving the stated problem will be performed using the image method [4, 5] which consists in the construc-

продольных колебаний в материале оболочки; $q_r = (p_{\text{вн}} - p)$ — внешняя нагрузка оболочки; $p_{\text{вн}}$ и p — амплитуды гидродинамических нагрузок во внутренней и внешней средах приемников антенны;

$\vartheta = -\frac{s_{12}^E}{s_{11}^E}$ — коэффициент Пуассона материала оболочки; $k_p^2 = \frac{2}{1 - \vartheta} \frac{d_{31}^2}{s_{11}^E \epsilon_{33}^T}$ — квадрат планарного коэффициента электромеханической связи; d_{31} — пьезомодуль; s_{11}^E, s_{12}^E — упругие податливости материала оболочки, измеренные при постоянном электрическом поле; ϵ_{33}^T — диэлектрические проницаемости, измеренные при постоянных механических напряжениях; E и D — векторы напряженности и индукции электрического поля; ψ — разность потенциалов между электродами оболочки.

Эти уравнения дополняются граничными условиями, которые для условий рассматриваемой задачи включают в себя две составляющие. Первая из них связана с наличием плоской границы, вторая — с пьезокерамической цилиндрической оболочкой. Граничное условие на плоской границе имеет вид

$$\frac{\partial \Phi_{\Sigma}}{\partial x} = 0; x = 0; \quad (3)$$

где Φ_{Σ} — потенциал скорости полного звукового поля, дифрагированного на системе «оболочка–плоская поверхность».

На поверхности цилиндрической оболочки должны выполняться кинематические условия, состоящие в равенстве скоростей нормальных смещений точек поверхностей оболочек и скоростей колебаний прилегающих к ним частиц внутренней и внешней сред:

$$-\frac{\partial \Phi_{\Sigma}}{\partial r_1} = -\frac{\partial \Phi_{\text{в}}}{\partial r_1} = \frac{\partial w}{\partial t}, \quad (4)$$

где $\Phi_{\text{в}}$ — потенциал скорости звукового поля внутри оболочки.

По звуковому полю эти условия дополняются условиями излучения на бесконечности.

Электрические граничные условия рассматриваемой задачи приема звука могут быть выбраны в виде двух вариантов электрической нагрузки приемников антенны: режима холостого хода и режима реальной электрической нагрузки $z_{\text{эл}}$.

В случае холостого хода уравнения вынужденной электростатики для пьезокерамики могут быть представлены в виде

$$\int_S \frac{\partial D_r^{(o)}}{\partial t} dS = 0,$$

где S — площадь электрода; $D_r^{(o)}$ — нормальная составляющая вектора электрической индукции.

В варианте, когда электроды пьезокерамической оболочки замкнуты внешним контуром с известным комплексным сопротивлением $z_{\text{эл}}$, необходимо использовать такое выражение:

$$\int_S \frac{\partial D_r^{(o)}}{\partial t} dS = \frac{\Psi}{Z_{\text{эл}}}. \quad (5)$$

tion a solution for an imaginary sheath (see Fig. 2) so that it makes it possible to satisfy certain boundary conditions when superimposed on the basic solution.

Let us consider the auxiliary coordinate system (X_2, Y_2) , associated with an imaginary sheath. At that, the poles O_1 and O_2 (see Fig. 2) were arranged symmetrically relative to the plane $X = 0$. Then the total diffracted field can be represented as

$$\Phi_{\Sigma} = \Phi_o^{(1)} + \Phi_o^{(2)} + \Phi_s^{(1)} + \Phi_s^{(2)}, \quad (6)$$

where $\Phi_o^{(1)}$ is a plane wave arriving to the system; $\Phi_o^{(2)}$ is a plane wave which would be reflected from a plane boundary Γ_o without a sheath Γ_1 ; $\Phi_s^{(1)}$ and $\Phi_s^{(2)}$. Respectively, the wave, dispersed by the sheath Γ_1 and the disperse wave, reflected from a plane boundary Γ_o .

Let us express all the fields in cylindrical coordinate systems. The field $\Phi_{o\Sigma}$ of the arriving $\Phi_o^{(1)}$ and the reflected $\Phi_o^{(2)}$ from the plane boundary Γ_o of the plane waves can be shown as

$$\Phi_{o\Sigma} = \Phi_o^{(1)} + \Phi_o^{(2)} = \sum_n a_n J_n(kr_1) e^{in\varphi_1} + \sum_n B_n J_n(kr_2) e^{in\varphi_2}, \quad (7)$$

where $a_n = i^n e^{-ina}$; J_n is the Bessel function; k is the wave number of the external medium.

Let us express the field $\Phi_{s\Sigma}$ of the waves, dispersed $\Phi_s^{(1)}$ from the boundary Γ_1 of the sheath and Γ_o of the dispersed $\Phi_s^{(2)}$ reflected from the plane boundary, as an expansion in the cylindrical wave functions satisfying the radiation condition at perpetuity:

$$\Phi_{s\Sigma} = \Phi_s^{(1)} + \Phi_s^{(2)} = \sum_n A_n H_n^{(1)}(kr_1) e^{in\varphi_1} + \sum_n B_n H_n^{(1)}(kr_2) e^{in\varphi_2}, \quad (8)$$

where A_n and B_n are unknown coefficients; $H_n^{(1)}$ is the Hankel function of the first kind. Let us express Φ_b inside the sheath of the transducer as an expansion to the series on the cylindrical wave functions without specific features inside the sheath:

$$\Phi_b = \sum_n C_n J_n(k_b r_1) e^{in\varphi}, \quad (9)$$

where C_n are the unknown coefficients; k_b is the wave number of the medium inside the receiver.

The full diffracted field Φ_{Σ} should satisfy the boundary condition (2) at a plane boundary Γ_o . Then, by the analogy with the conclusions of [4, 5], in the case of the rigid surface Γ_o the connection between the coefficients in the expressions (7) and (8) should be selected as follows:

$$B_n = (-1)^n a_{-n}; \quad B_n = (-1)^n A_{-n}.$$

Let us consider the system of equations (2) describing the electroelastic vibrations of piezoelectric ceramic sheath. We will analyze its behavior by expanding

Таким образом, с учетом принятых допущений задача определения физических полей линейной антенны при нахождении ее вблизи морского дна сводится к решению плоской краевой задачи.

Решение сформулированной задачи будем выполнять с использованием метода изображений [4, 5], заключающегося в построении решения для воображаемой оболочки (см. рис. 2) таким образом, чтобы, будучи наложенным на основное решение, оно позволило удовлетворить определенным граничным условиям.

Введем в рассмотрение вспомогательную систему координат (X_2, Y_2) , связанную с воображаемой оболочкой, чтобы полюса O_1 и O_2 (см. рис. 2) были размещены симметрично относительно плоскости $X = 0$. Тогда полное дифрагированное поле представим в виде

$$\Phi_{\Sigma} = \Phi_o^{(1)} + \Phi_o^{(2)} + \Phi_s^{(1)} + \Phi_s^{(2)}, \quad (6)$$

где $\Phi_o^{(1)}$ — проходящая на систему плоская волна; $\Phi_o^{(2)}$ — такая плоская волна, которая отразилась бы от плоской границы Γ_o при отсутствии оболочки Γ_1 ; $\Phi_s^{(1)}$ и $\Phi_s^{(2)}$ — соответственно волна, рассеянная оболочкой Γ_1 , и волна рассеяния, отраженная от плоской границы Γ_o .

Выразим все поля в цилиндрических системах координат. Поле $\Phi_{o\Sigma}$ проходящей $\Phi_o^{(1)}$ и отраженной $\Phi_o^{(2)}$ от плоской границы Γ_o плоских волн можно представить в виде

$$\Phi_{o\Sigma} = \Phi_o^{(1)} + \Phi_o^{(2)} = \sum_n a_n J_n(kr_1) e^{in\varphi_1} + \sum_n B_n J_n(kr_2) e^{in\varphi_2}, \quad (7)$$

где $a_n = i^n e^{-ina}$; J_n — функция Бесселя; k — волновое число внешней среды.

Поле $\Phi_{s\Sigma}$ волн рассеянной $\Phi_s^{(1)}$ от границы Γ_1 оболочки и отраженной от плоской границы Γ_o рассеянной $\Phi_s^{(2)}$ представим в виде разложения по цилиндрическим волновым функциям, удовлетворяющим условию излучения на бесконечности:

$$\Phi_{s\Sigma} = \Phi_s^{(1)} + \Phi_s^{(2)} = \sum_n A_n H_n^{(1)}(kr_1) e^{in\varphi_1} + \sum_n B_n H_n^{(1)}(kr_2) e^{in\varphi_2}, \quad (8)$$

где A_n и B_n — неизвестные коэффициенты; $H_n^{(1)}$ — функция Ханкеля первого рода.

Поле Φ_b внутри оболочки приемника выразим разложением в ряды по цилиндрическим волновым функциям, не имеющим особенностей внутри оболочки:

$$\Phi_b = \sum_n C_n J_n(k_b r_1) e^{in\varphi}, \quad (9)$$

где C_n — неизвестные коэффициенты; k_b — волновое число среды внутри приемника.

Полное дифрагированное поле Φ_{Σ} должно удовлетворять граничному условию (2) на плоской границе Γ_o . Тогда, по аналогии с выводами работ [4, 5], в случае жесткой поверхности Γ_o связь между

the sheath displacements u and w to the series on the own oscillation modes of the shell in a vacuum:

$$u = \sum_n u_n e^{in\varphi_1}; \quad w = \sum_n w_n e^{in\varphi_1},$$

where u_n and w_n are the unknown coefficients of the expansions.

These coefficients should be determined on the basis of the solution of equations (1) and the matching conditions (4) on the curved boundary Γ_1 . From the first equation of the system (1) based on the properties of completeness and orthogonality of systems of functions $e^{in\varphi_1}$ on the interval $[0, 2\pi]$ such a relationship between the coefficients u_n and w_n implies:

$$u_n = F_n w_n,$$

where $F_n = \frac{in[1 + \beta^2 \zeta_p n^2]}{\Omega^2 - n^2(1 + \beta^2 \xi_p)}$; $\Omega^2 = \left(\frac{\omega}{C_M} r_0\right)^2$ is a dimensionless frequency parameter.

Let us consider a member $E_r^{(0)}$ which is a part of the second equation of the system (1). It is known [2] that the linear law is valid for the normal components of the vectors of electric field intensity and induction

$$E_r = E_r^{(0)} + rE_r^{(1)}, \quad D_r = D_r^{(0)},$$

where E_r is a component of the intensity, independent of the radial coordinate r ; $E_r^{(1)}$ is an internal electric field which appears due to pure bending of the sheath.

Bending vibrations cannot give rise to displaced charges on the surface of the sheath. Therefore, linear term [3] is absent for D_r in the expression. For cylindrical sheaths with polarization along the thickness is $E_\varphi = E_z = 0$. Then the expression (2) takes the form

$$E_r^{(0)} = -\frac{d\psi}{dr} \quad \text{and} \quad \psi = -\int_{-h/2}^{h/2} E_r dr = -E_r^{(0)} h,$$

wherefrom

$$E_r^{(0)} = -\frac{\Psi}{h}.$$

It is known (9) that the connection among induction, deformations and displacements is expressed by the relation

$$D_r^{(0)} = \varepsilon_{33}^T (1 - k^2 p) E_r^{(0)} + \frac{d_{31}}{s_{11}^E (1 - \vartheta) r_0} \left[\frac{\partial u}{\partial \varphi} - w \right]. \quad (10)$$

Substituting the expression (10) in the condition (5) and taking into account that for a height unit of the cylinder dS is equal to $r_0 d\varphi_1$, we get:

$$E_r^{(0)} = \frac{2\pi i \omega d_{31} w_0}{s_{11}^E (1 - \vartheta) \left[i \omega r_0 \varepsilon_{33}^T (1 - k_r^2) 2\pi - \frac{h}{Z_{31}} \right]}. \quad (11)$$

Now let us apply the dynamic and kinematic conditions of the fields matching on a curved boundary Γ_1 to find the coefficients of expansions (7)–(9) of the sound fields. To do this all the sound fields should be

коэффициентами в выражениях (7) и (8) следует выбрать в виде

$$B_n = (-1)^n a_{-n}; \quad B_n = (-1)^n A_{-n}.$$

Рассмотрим систему уравнений (2), описывающих электроупругие колебания пьезокерамической оболочки. Ее поведение проанализируем с помощью разложения перемещений оболочки u и w в ряды по собственным формам колебаний оболочки в вакууме

$$u = \sum_n u_n e^{in\varphi_1}; \quad w = \sum_n w_n e^{in\varphi_1},$$

где u_n и w_n — неизвестные коэффициенты разложения.

Эти коэффициенты должны определяться на основе решения уравнений (1) и условий сопряжения (4) на криволинейной границе Γ_1 . Из первого уравнения системы (1) на основе свойств полноты и ортогональности систем функций $e^{in\varphi_1}$ на интервале $[0, 2\pi]$ вытекает такая связь между коэффициентами u_n и w_n :

$$u_n = F_n w_n,$$

где $F_n = \frac{in[1 + \beta^2 \zeta_p n^2]}{\Omega^2 - n^2(1 + \beta^2 \xi_p)}$; $\Omega^2 = \left(\frac{\omega}{C_M} r_0\right)^2$ — безразмерный частотный параметр.

Рассмотрим входящий во второе уравнение системы (1) член $E_r^{(0)}$. Известно [2], что для нормальных составляющих векторов напряженности электрического поля и индукции справедлив линейный закон

$$E_r = E_r^{(0)} + rE_r^{(1)}, \quad D_r = D_r^{(0)},$$

где E_r — составляющая напряженности, не зависящая от радиальной координаты r ; $E_r^{(1)}$ — внутреннее электрическое поле, возникающее за счет чистого изгиба оболочки.

Изгибные колебания не могут приводить к появлению смещенных зарядов на поверхности оболочки. Поэтому в выражении для D_r отсутствует линейное слагаемое [3]. Для цилиндрических оболочек с поляризацией по толщине $E_\varphi = E_z = 0$. Тогда выражение (2) примет вид

$$E_r^{(0)} = -\frac{d\psi}{dr} \quad \text{и} \quad \psi = -\int_{-h/2}^{h/2} E_r dr = -E_r^{(0)} h,$$

откуда

$$E_r^{(0)} = -\frac{\Psi}{h}.$$

Известно (8), что связь между индукцией, деформациями и перемещениями выражается соотношением

$$D_r^{(0)} = \varepsilon_{33}^T (1 - k^2 p) E_r^{(0)} + \frac{d_{31}}{s_{11}^E (1 - \vartheta) r_0} \left[\frac{\partial u}{\partial \varphi} - w \right]. \quad (10)$$

Подставляя выражение (10) в условие (5) и учитывая, что для единицы высоты цилиндра $dS = r_0 d\varphi_1$, получим:

$$E_r^{(0)} = \frac{2\pi i \omega d_{31} w_0}{s_{11}^E (1 - \vartheta) \left[i \omega r_0 \varepsilon_{33}^T (1 - k_r^2) 2\pi - \frac{h}{Z_{31}} \right]}. \quad (11)$$

represented in the local coordinates of the actual receiver. Transferring the coordinate systems is made by means of the addition theorems for the wave cylindrical functions [7]. Then in the local coordinate system OX_1Y_1 the field $\Phi_{o\Sigma}$ of the arriving and the reflected arriving wave (7) can be written as

$$\Phi_{o\Sigma} = \sum_n a_n J_n(kr_1) e^{in\varphi_1} + \sum_m (-1)^m a_{-m} \sum J_{m-n}(2kd) e^{i(m-n)\varphi_{21} + in\varphi_1} J_n(kr_1), \quad (12)$$

where $\varphi_{21} = 0$ are the polar coordinates of the beginning of O_1 in the coordinate system with the beginning O_2 .

The field $\Phi_{s\Sigma}$ of the wave scattering of the curved Γ_1 and the plane Γ_o boundaries will have the following form

$$\Phi_{s\Sigma} = \sum_n A_n H_n^{(1)}(kr_1) e^{in\varphi_1} + \sum_n (-1)^n A_{-n} \sum_m H_{n-m}^{(1)}(2kd) J_n(kr_1) e^{im\varphi_1}. \quad (13)$$

Algebraization of the second equation of the system (6) and the functional equations (5) using the relations (9), (11)–(13) on the basis of the properties of completeness and orthogonality of the systems of functions $e^{in\varphi_1}$ on the interval $[0, 2\pi]$ allows us to obtain an infinite system of linear algebraic equations for determining the unknown coefficients w_n, C_n, A_n , as follows

$$\begin{aligned} & D_n w_n + \frac{s_{11}^E (1 - \vartheta^2) r_0}{h_o} \left\{ i\omega \rho \left[A_m H_m^{(1)}(kr_0) + \sum_n (-1)^n A_{-n} H_{n-m}(2kd) J_m(kr_0) \right] - i\omega \rho_b C_s J_s(k_1 r_0) \right\} - \\ & - \frac{r_0 (1 + \vartheta) d_{31}^2 2\pi i \omega w_o}{s_{11}^E (1 - \vartheta) \left[i\omega r_0 \varepsilon_{33}^T (1 - k_p^2) 2\pi - \frac{h}{Z_{эл}} \right]} = \\ & = \frac{s_{11}^E (1 - \vartheta^2) r_0 i\omega \rho}{h_o} \left[i^m e^{-im\alpha} J_m(kr_0) + \sum_n (-1)^n i^{-n} e^{in\alpha} J_{m-n}(2kd) J_m(kr_0) \right]; \\ & - ic w_n + A_m H_m^{(1)'}(kr_0) - \sum_n (-1)^n A_{-n} H_{n-m}(2kd) J_m'(kr_0) = \\ & = - \left[i^m e^{-im\alpha} J_m'(kr_0) + \sum_n (-1)^n i^{-n} e^{in\alpha} J_{n-m}(2kd) J_m'(kr_0) \right]; \\ & - ic_1 w_n + C_s J_s'(k_1 r_0) = 0; \quad s = -\infty, 0, \infty; \\ & n = -\infty, 0, \infty; \quad m = -\infty, 0, \infty, \quad (14) \end{aligned}$$

where the prime denotes the derivative of the function.

The system under consideration can be solved using the method of reduction if we introduce the replacement of unknown A_m with new unknown $\tilde{A}_m = A_m H_m^{(1)}(kr_0)$. The infinite system of equations (14) is the source for

Применим теперь динамические и кинематические условия сопряжения полей на криволинейной границе Γ_1 для нахождения коэффициентов разложения (7)–(9) звуковых полей. Для этого необходимо все звуковые поля представить в локальных координатах реального приемника. Перенос систем координат осуществляется с помощью теорем сложения для волновых цилиндрических функций [7]. Тогда в локальной системе координат OX_1Y_1 поле $\Phi_{o\Sigma}$ приходящей и отраженной приходящей волны (7) запишется в виде

$$\Phi_{o\Sigma} = \sum_n a_n J_n(kr_1) e^{in\varphi_1} + \sum_m (-1)^m a_{-m} \sum J_{m-n}(2kd) e^{i(m-n)\varphi_{21} + in\varphi_1} J_n(kr_1), \quad (12)$$

где $\varphi_{21} = 0$ — полярные координаты начала O_1 в системе координат с началом O_2 .

Поле $\Phi_{s\Sigma}$ рассеяния волн криволинейной Γ_1 и плоской Γ_o границами примет форму

$$\Phi_{s\Sigma} = \sum_n A_n H_n^{(1)}(kr_1) e^{in\varphi_1} + \sum_n (-1)^n A_{-n} \sum_m H_{n-m}^{(1)}(2kd) J_n(kr_1) e^{im\varphi_1}. \quad (13)$$

Алгебраизация второго уравнения системы (6) и функциональных уравнений (5) с использованием соотношений (9), (11)–(13) на основе свойств полноты и ортогональности систем функций $e^{in\varphi_1}$ на интервале $[0, 2\pi]$ позволяет получить бесконечную систему линейных алгебраических уравнений для определения неизвестных коэффициентов w_n, C_n, A_n , в следующем виде

$$\begin{aligned} & D_n w_n + \frac{s_{11}^E (1 - \vartheta^2) r_0}{h_o} \left\{ i\omega \rho \left[A_m H_m^{(1)}(kr_0) + \sum_n (-1)^n A_{-n} H_{n-m}(2kd) J_m(kr_0) \right] - i\omega \rho_b C_s J_s(k_1 r_0) \right\} - \\ & - \frac{r_0 (1 + \vartheta) d_{31}^2 2\pi i \omega w_o}{s_{11}^E (1 - \vartheta) \left[i\omega r_0 \varepsilon_{33}^T (1 - k_p^2) 2\pi - \frac{h}{Z_{эл}} \right]} = \\ & = \frac{s_{11}^E (1 - \vartheta^2) r_0 i\omega \rho}{h_o} \left[i^m e^{-im\alpha} J_m(kr_0) + \sum_n (-1)^n i^{-n} e^{in\alpha} J_{m-n}(2kd) J_m(kr_0) \right]; \\ & - ic w_n + A_m H_m^{(1)'}(kr_0) - \sum_n (-1)^n A_{-n} H_{n-m}(2kd) J_m'(kr_0) = \\ & = - \left[i^m e^{-im\alpha} J_m'(kr_0) + \sum_n (-1)^n i^{-n} e^{in\alpha} J_{n-m}(2kd) J_m'(kr_0) \right]; \\ & - ic_1 w_n + C_s J_s'(k_1 r_0) = 0; \quad s = -\infty, 0, \infty; \\ & n = -\infty, 0, \infty; \quad m = -\infty, 0, \infty, \quad (14) \end{aligned}$$

где штрих означает производную от функции.

Рассматриваемая система может быть решена методом редукции, если ввести замену неизвестных A_m новыми неизвестными $\tilde{A}_m = A_m H_m^{(1)}(kr_0)$.

obtaining the quantitative data on the physical fields, i. e. electrical, mechanical and sound fields, of the receiving antennas operated near the seabed.

For the electrical field of the antenna we can determine:

real directional characteristic of the long-length towed antenna as the dependence of the value of the electric field intensity on the angle of arrival of plane waves to the antenna in accordance with the expression (11) at different values of the electrical load $Z_{\text{ан}}$ of the antenna;

the frequency dependence of the electric field intensity at the maximum of the directional characteristic;

unevenness of the directional characteristics of the antenna introduced by the presence of the seabed.

The analysis of the structure of oscillation modes of the receiver sheath is of interest for the mechanical field of the real antenna, since it is the appearance of oscillation modes other than zero which is the result of the impact of the seabed on the hydroacoustic antenna.

The information about the angular distribution of the scattering fields of the plane Γ_0 and the curved Γ_1 boundaries is of interest for the sound field of the antenna, since with its help we can find out the physics of the processes of interaction of bodies in the system “hydroacoustic antenna – seabed”.

CONCLUSIONS. 1. Using the method of images in the body system “flat solid boundary – electroelastic cylindrical piezoelectric ceramic sheath”, we have obtained the analytical relations which allow us to describe the physical fields generated by the FLTA of HAS with variable depth antennas at their operation near the seabed.

2. These ratios are the initial ones for obtaining the quantitative data on the change of the physical fields of the antenna, in particular, its directional characteristics depending on the operating conditions of HAS with FLTA.

Бесконечная система уравнений (14) является исходной для получения количественных данных о физических полях — электрических, механических и звуковых — приемных антенн, эксплуатируемых вблизи морского дна.

Для электрического поля антенны можно определить:

реальную характеристику направленности протяженной буксируемой антенны как зависимость значения напряженности электрического поля от угла прихода на антенну плоских волн в соответствии с выражением (11) при различных величинах электрической нагрузки $Z_{\text{ан}}$ антенны;

частотную зависимость напряженности электрического поля в максимуме характеристики направленности;

неравномерность характеристики направленности антенны, вносимую присутствием морского дна.

Для механического поля реальной антенны представляет интерес анализ структуры мод колебаний оболочки приемника, поскольку именно появление мод колебаний, отличных от нулевой, является результатом влияния морского дна на гидроакустическую антенну.

Для звукового поля антенны представляет интерес информация об угловых распределениях полей рассеяния плоской Γ_0 и криволинейной Γ_1 границами, так как именно благодаря ей можно выяснить физику процессов взаимодействия тел в системе «гидроакустическая антенна – морское дно».

ВЫВОДЫ. 1. Методом изображений в системе тел «плоская твердая граница – электроупругая цилиндрическая пьезокерамическая оболочка» получены аналитические соотношения, позволяющие описать физические поля, формируемые ГПАБ ГАС с антеннами переменной глубины при работе их вблизи морского дна.

2. Эти соотношения являются исходными для получения количественных данных об изменении физических полей антенны, в частности ее характеристики направленности, в зависимости от условий эксплуатации ГАС с ГПАБ.

Список литературы

- [1] Акустичні антени [Текст] / В. С. Дідковський, С. М. Порошин [та ін.] — Х., 2014. — 245 с.
- [2] Борисейко, В. А. Асимметричные колебания тонкой сферической оболочки [Текст] / В. А. Борисейко, А. Ф. Улитко // Прикладная механика. — 1974. — Т. 10, № 10. — С. 3–10.
- [3] Борисейко, В. А. Соотношения электроупругости для пьезокерамических оболочек вращения [Текст] / В. А. Борисейко, В. Т. Гринченко, А. Ф. Улитко // Прикладная механика. — 1976. — Т. 12, № 2. — С. 26–33.
- [4] Гузь, А. Н. Дифракция упругих волн в многосвязных телах [Текст] / А. Н. Гузь, В. Т. Головин. — К. : Наукова думка, 1972. — 254 с.
- [5] Гузь, А. Н. Гидроупругость систем оболочек [Текст] / А. Н. Гузь, В. Д. Кубенко, А. Э. Бабаев. — К. : Высшая школа, 1984. — 208 с.
- [6] Дерепя, А. В. Основы военно-технических исследований [Текст] : в 8 т. Т. 7. Комплексная система «гидроакустическое вооружение – надводный корабль». Проблемные аспекты системы «гидроакустическая станция – надводный корабль» с антеннами, размещенными в корпусе корабля / А. В. Дерепя, А. Г. Лейко, Ю. Я. Меленко. — К. : Изд. дом Дмитрия Буряго, 2014. — 425 с.

- [7] **Иванов, Э. А.** Дифракция электромагнитных волн на двух телах [Текст] / Э. А. Иванов. — Минск : Наука и техника, 1968. — 584 с.
- [8] Констрування електроакустичних приладів і систем для мультимедійних акустичних технологій [Текст] / В. С. Дідковський, С. М. Порошин, А. Г. Лейко, А. А. Лейко, О. І. Дрозденко. — Х., 2013. — 390 с.
- [9] **Лейко, А. Г.** Звуковые поля пьезокерамических излучателей с различным пьезоэффектом [Текст] / А. Г. Лейко, А. И. Нижник, Я. В. Старовойт // Электроника и связь. — 2013. — № 5. — С. 50–55.
- [10] **Лейко, А. Г.** Акустические свойства цилиндрических пьезокерамических излучателей силовой и компенсированной конструкции с продольным и поперечным пьезоэффектами [Текст] / А. Г. Лейко, А. И. Нижник, Я. В. Старовойт // Электроника и связь. — 2013. — № 6. — С. 62–73.
- [11] **Улитко, А. Ф.** К теории колебаний пьезокерамических тел [Текст] / А. Ф. Улитко // Тепловые напряжения в элементах конструкций. — К. : Наукова думка, 1975. — С. 26–33.

© А. Г. Лейко, А. В. Дерепя
Статью рекомендует в печать
д-р техн. наук, проф. Г. В. Павлов



Национальный университет кораблестроения имени адмирала Макарова

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ПОДВОДНОЙ ТЕХНИКИ

ПРИОРИТЕТНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ:



Обследование дна и затонувших объектов привязными необитаемыми подводными аппаратами



Разработка и создание обитаемых подводных аппаратов для гражданских и военных целей



Разработка и создание подводных буксировщиков «мокрого» типа



Подготовка технических и научных специалистов в области океанотехники

СОБСТВЕННЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ФЛОТ:



Технические характеристики судна: длина 13,6 м; ширина 3,25 м; высота надводного борта 1,05 м; осадка 1 м; водотоннажность 13,1 т; скорость 14 уз.; дальность плавания 1200 км; автономность 6 сут.; количество пассажиров – 10 чел.; экипаж – 2 чел.



Технические характеристики судна: длина 25 м; ширина 5,6 м; высота надводного борта 5,6 м; осадка 2,6 м; водотоннажность 127 т; скорость 9 уз.; автономность 6 сут.; количество пассажиров – 7 чел.; экипаж – 8 чел.

АДРЕС к. 458, просп. Героев Сталинграда 9, г. Николаев, Украина 54025

E-MAIL volodymyr.blintsov@nuos.edu.ua

ТЕЛЕФОН +38 (0512) 70-91-03

nuos.edu.ua/science/