АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVI 1980 Вып. 5

УДК 534.2.223:534.142.3

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСА СЖАТИЯ ПРИ ВЫХЛОПЕ СЖАТОГО ГАЗА В ВОДУ

А. А. Максаков, Н. А. Рой

Предложен метод расчета излучения акустических сигналов при импульсном истечении сжатого газа в воду через отверстие, площадь которого изменяется во времени по заданному закону. Выяснено влияние на эффективность излучения скорости открывания отверстия, его относительной величины и начального давления газа. Как частный случай рассчитан акустический сигнал от лопающейся в воде сферы, заполненной сжатым газом. Для мгновенного открытия отверстия расчет подтвержден экспериментом.

В практике морских сейсморазведочных работ находят применение импульсные пневматические источники звука с выхлопом сжатого газа в воду. В излучателях данного типа выхлоп сжатого газа обычно реализуется по одной из следующих схем. Выброс газа может осуществляться через постепенно открывающуюся щель, и при этом излучающим элементом является расширяющийся с объемным ускорением газовый пузырь [1]. Выхлоп может происходить также в результате срыва крышки камеры, заполненной сжатым воздухом [2]. В этом случае излучение происходит как за счет расширения газового пузыря, так и за счет смещения крышки. Если масса крышки мала по сравнению с присоединенной массой жидкости, то инерционным сопротивлением крышки можно пренебречь и представить излучение как результат истечения газа из объема через мгновенно открывшееся отверстие. Наиболее близкой к этому случаю будет модель излучателя с прорывающейся диафрагмой.

Дадим расчет излучения акустического импульса при истечении сжатого газа в воду через отверстие, площадь которого возрастает во времени по некоторому закону $S(t)$, и найдем к.п.д. η_1 такого излучателя, определив его отношением энергии излучаемого головного импульса сжатия к энергии, запасенной в сжатом газе.

Рассмотрим следующую расчетную модель. Пусть газ с начальной температурой T_{01} и показателем адиабаты $\gamma=\text{const}$, находящийся в камере постоянного объема V_1 под давлением P_{01}, выпускается в воду через отверстие площадью S. В воде образуется заполненный газом пузырь с объемом V и давлением P, излучающий импульс сжатия при своем расширении. Приближенно будем считать пузырь сферическим.

Чтобы рассчитать давление в импульсе, необходимо найти закон расширения газового пузыря, в который поступает газ из отверстия в камере. Поскольку акустическое излучение невелико по сравнению с кинетической энергией растекающегося потока, мы им пренебрегаем и считаем жидкость несжимаемой.

В данном приближении задача описывается следующей системой уравнений. Первое уравнение выражает закон сохранения энергии:

$$E_0=\frac{P_1V_1}{\gamma-1}+\frac{PV}{\gamma-1}+\rho_0\frac{\dot{V}^2}{8\pi R_п}, \tag{1}$$

где $E_0=P_{01}V_1/(\gamma-1)$ — начальная энергия газа в камере; первый и второй члены представляют внутреннюю энергию газа в камере и в пузыре соответственно; третий член — кинетическая энергия растекающегося потока; ρ_0 — плотность воды; $R_п$ — радиус пузыря.

Рассматривая вытекающий газ как идеальный, из уравнения состояния и сохранения массы при перетекании его из объема V_1 в объем V получим уравнение

$$\gamma\frac{P_1V_1}{M_0-m}\frac{dm}{dt}=V_2\frac{dP}{dt}+\gamma P\frac{dV}{dt}, \tag{2}$$

где M_0, m — масса газа в камере и в пузыре соответственно.

В зависимости от соотношения давлений в объемах V_1 и V режим перетекания газа будет равным [3].

Для надкритического режима, когда $P/P_1<K=[2/(\gamma+1)]^{1/(\gamma-1)}$,

$$\frac{dm}{dt}=\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{1/(\gamma-1)}\left[\frac{2\gamma}{\gamma+1}\left(\frac{P_1}{V_1}\right)(M_0-m)\right]^{1/2}S, \tag{3}$$

где $K=0{,}528$ для воздуха.

Для подкритического режима, когда $K\leqslant P/P_1\leqslant 1$,

$$\frac{dm}{dt}=\left(\frac{2\gamma}{\gamma-1}\right)^{1/2}\left[\left(\frac{P}{P_1}\right)^{2/\gamma}\left(\frac{P}{P_1}\right)^{(\gamma+1)/\gamma}\right]^{1/2}\left(\frac{P_1}{V_1}\right)^{1/2}(M_0-m)^{1/2}S. \tag{4}$$

Третье уравнение — уравнение движения жидкости вокруг расширяющегося пузыря — запишем в виде [4]

$$p-p_0=\rho_0\frac{\dot V}{4\pi R_п}-\frac{1}{2}\rho_0\frac{\dot V^2}{(4\pi R_п^2)^2}, \tag{5}$$

где p_0 — гидростатическое давление.

Массу газа в камере определяем по уравнению Клапейрона:

$$P_{01}V_1=M_0RT_1, \tag{6}$$

где R — газовая постоянная.

Система уравнений (1)—(6) достаточна для описания процесса истечения газа в воду. Зная решение этой системы, найдем давление на расстоянии r от расширяющегося в жидкости газового пузыря по формуле [4]

$$p_r-p_0=\rho_0\frac{\dot V}{4\pi r}. \tag{7}$$

Для расчета акустического КПД использовалось выражение [4]

$$\eta_1=\frac{4\pi r^2(\gamma-1)}{\rho_0 cP_{01}V_1}\int_0^{t_1}(p_r-p_0)^2\,dt, \tag{8}$$

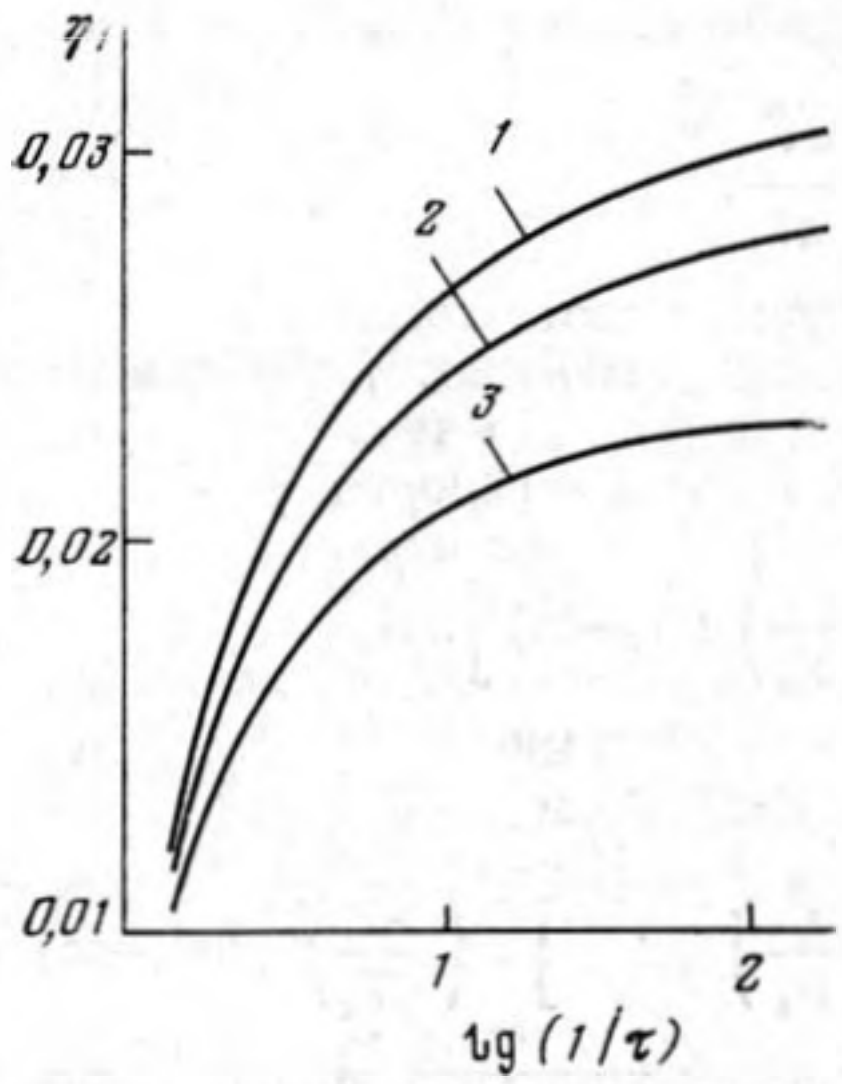
где c — скорость звука в воде, t_1 — время, соответствующее спаду давления в импульсе сжатия до 0,1 от пикового значения.

На фиг. 1 показана расчетная зависимость η_1 от безразмерного времени открытия выхлопного отверстия:

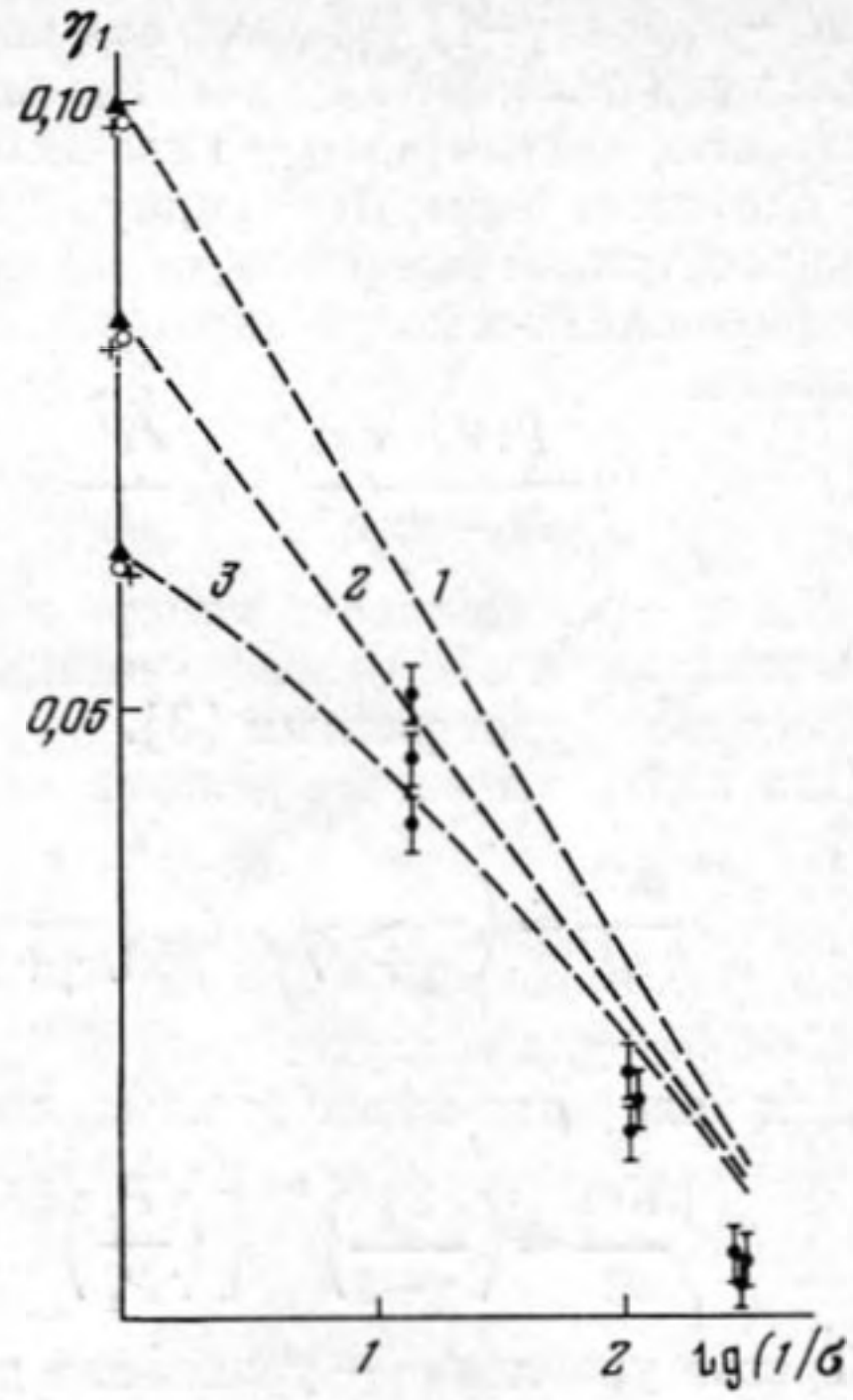
$$\tau=t(3V_1/4\pi)^{-1/3}(P_{01}/\rho_0)^{1/2}.$$

Величина $(3V_1/4\pi)^{-1/3}(P_{01}/\rho_0)^{1/2}$ определяет длительность импульса сжатия, излучаемого лопающейся сферой с начальным объемом V_1 и давлением P_{01} [4]. Расчет произведен для линейного нарастания $S(t)$ до одного и того же предельного значения относительной площади отверстия $\sigma=S/S_{сф}=8{,}76\cdot10^{-3}$, где $S_{сф}$ — площадь сферы, объем которой равен V_1.

На фиг. 2 показана расчетная зависимость η_1 от относительной площади отверстия σ для случая, когда выхлопное отверстие мгновенно достигает



Фиг. 1



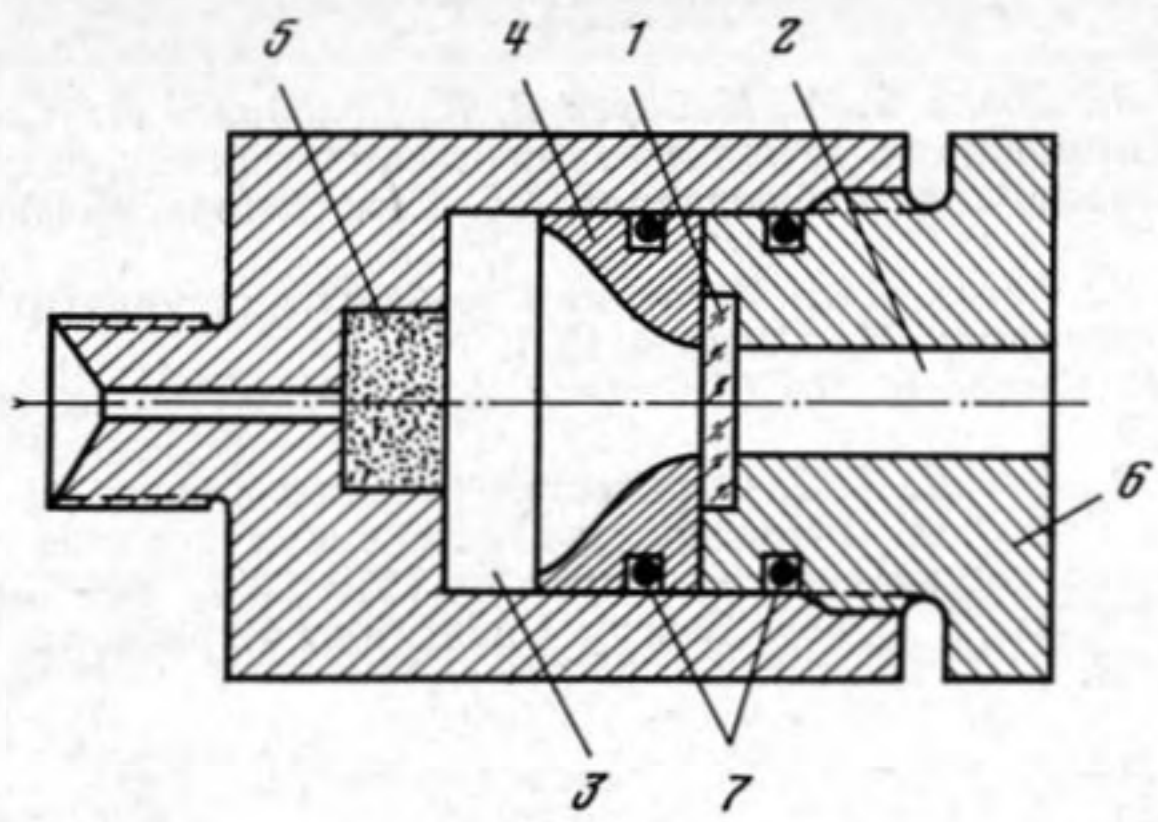
Фиг. 2

Фиг. 1. Расчетная зависимость к.п.д. от относительного времени открытия выхлопного отверстия. $p_0=10^5$ Па; $\sigma=8{,}76\cdot10^{-3}$; $\gamma=1{,}4$. *1* – $P_{01}=1{,}5\cdot10^7$ Па; *2* – $P_{01}=10^7$ Па; *3* – $P_{01}=6\cdot10^6$ Па

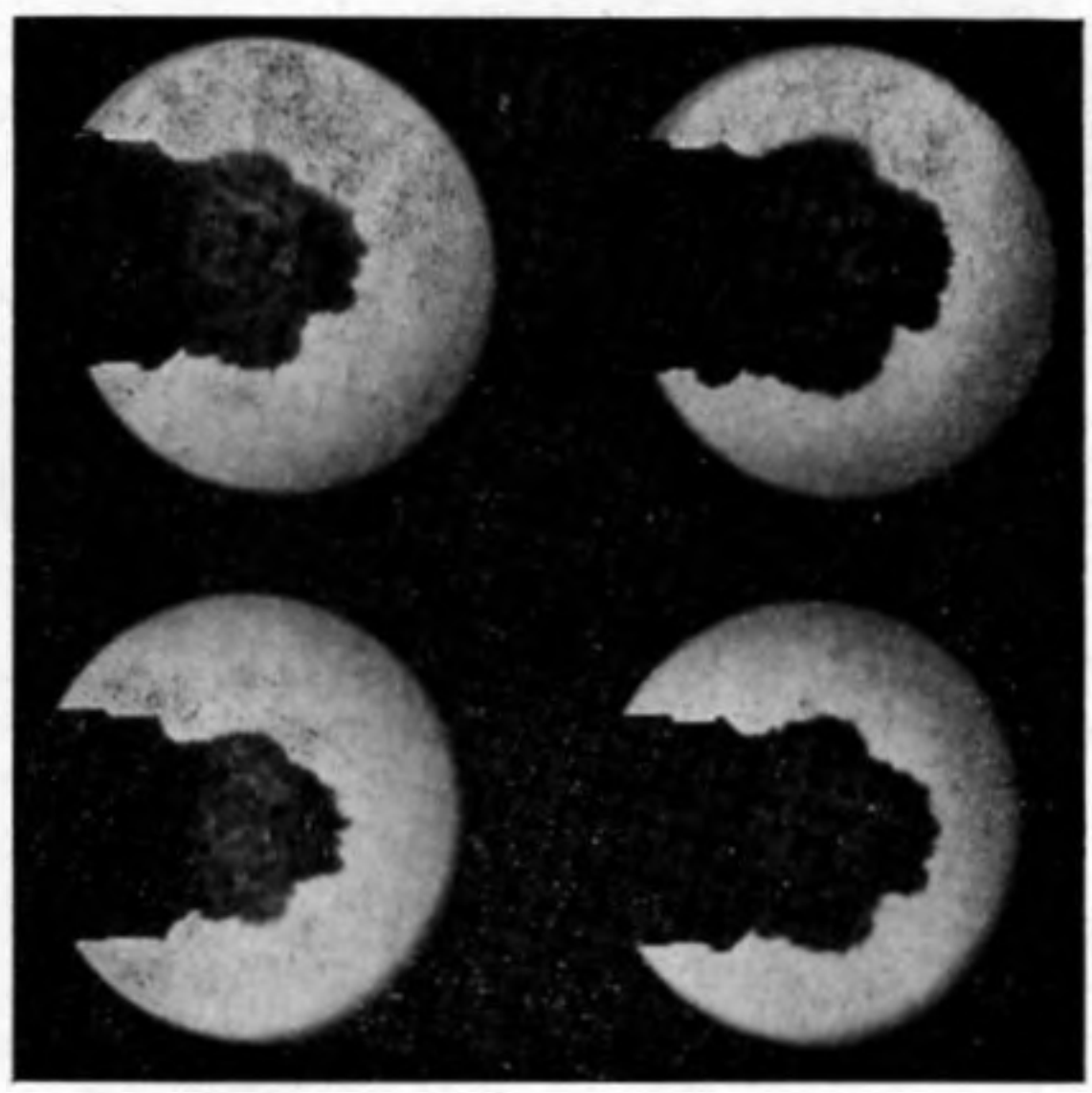
Фиг. 2. Расчетная (пунктир) и экспериментальная зависимость к.п.д. от относительной площади открытия отверстия для случая его мгновенного открытия. $p_0=10^5$ Па; $\tau=0$; $\gamma=1{,}4$. *1* – $P_{01}=1{,}5\cdot10^7$ Па; *2* – $P_{01}=10^7$ Па; *3* – $P_{01}=6\cdot10^6$ Па. Цифры возле значков означают принадлежность соответствующей кривой: ▲ — лопающаяся сфера (расчет), ● — выхлоп из отверстия (эксперимент), ○ — лопающаяся сфера (эксперимент), + — лопающаяся сфера (эксперимент [6])

предельного значения при различном начальном давлении газа в камере $1{,}5\cdot10^7$, 10^7 и $6\cdot10^6$ Па. На этой фигуре треугольниками нанесены расчетные значения η_1 для $\sigma=1$, соответствующие случаю лопающейся сферы. Необходимые для этого расчета функции $p_r(t)$ были найдены из решения уравнения движения сферы в несжимаемой жидкости [4]. Видно, что полученные таким образом значения η_1 хорошо согласуются с соответственными значениями, найденными на основе решения системы (1)–(6).

Расчетные зависимости $\eta_1(\sigma)$ при мгновенном открывании выхлопного отверстия были проверены экспериментально при помощи устройства, схема которого представлена на фиг. 3. Устройство позволяло осуществлять импульсный выхлоп воздуха из камеры *1* через канал *2* в воду в результате прорыва стеклянной диафрагмы *3*. Для улучшения гидродинамики течения вход в канал со стороны камеры имеет плавный профиль *4*. Подпитка пузыря газом из трубопровода исключалась пористой пробкой *5* с диаметром пор около 0,5 мкм. Методика измерения импульсов давления была аналогичной описанной в работе [5]. Найденные экспериментальным путем значения η_1 при различных σ представлены на фиг. 2 точками. Видно, что экспериментальные значения несколько ниже расчетных, в особенности при высоких начальных значениях давления. Этот факт, по-видимому, можно объяснить гидравлическими потерями, обусловленными турбулизацией истекающего газа. О наличии интенсивной турбулизации свидетельствует представленная на фиг. 4 фотография газового пузыря, снятая на фоне подсветки с помощью камеры СФР.



Фиг. 3. Схема экспериментального устройства. *1* — стеклянная диафрагма, *2* — выхлопной канал, *3* — камера высокого давления, *4* — профилирующая вставка, *5* — пористая никелевая пробка, *6* — втулка, *7* — резиновое кольцевое уплотнение



Фиг. 4. Картина подводного выхлопа сжатого воздуха, полученная с помощью СФР на фоне подсветки. $P_{01}=10^7$ Па; $\sigma=8{,}76\cdot10^{-3}$; $\gamma=1{,}4$; $\tau=0$; $p_0=10^5$ Па. Время между кадрами 20 мкс

На фиг. 2 представлены также экспериментальные значения η_1 при $\sigma=1$, полученные в опытах с лопающейся сферой (кружки). Крестиками показаны аналогичные значения, взятые из работы [6].

Приведенный расчет выхлопных пневматических излучателей, достаточно хорошо согласующийся с экспериментом, позволяет количественно оценить влияние скорости открывания выхлопного отверстия, его максимальной относительной площади и начального давления газа на акустическую эффективность таких излучателей, о чем ранее имелись только эмпирические данные.

Авторы приносят искреннюю благодарность Е. Ю. Глуздовской, выполнившей программирование и расчет на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Балашканд М. И., Ловля С. А., Майоров В. В., Солодилов А. Н., Каплан Б. А., Тетерин А. И.* Возможность использования пневматических излучателей при морских сейсморазведочных наблюдениях. Сб. Разведочная геофизика. М., «Недра», 1971.
2. *Балашканд М. И., Ловля С. А.* Источники возбуждения упругих волн при сейсморазведке на акваториях. М., «Недра», 1977.
3. *Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е.* Техническая термодинамика. М., «Энергия», 1968.
4. *Наугольных К. А., Рой Н. А.* Электрические разряды в воде. М., «Наука», 1971.
5. *Максаков А. А., Рой Н. А.* О подводном взрыве гремучего газа с высокой начальной объемной плотностью энергии. Акуст. ж., 1979, *25*, 2, 265–270.
6. *Heockroth L. E., Glass I. I.* Low Energy Underwater Explosions. Phys. Fluids, 1968, *11*, 10, 2095–2107.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила
24 декабря 1979 г.