как интенсивность свечения на длинах волн $\lambda \approx 612 \div 650$ нм, где существенны линии кислорода [6], уменьшилась почти на порядок.

Дискретная структура спектра флуоресценции воды, идентификация его длинноволновых областей с растворенными в воде газами, а также неизменность его формы в ультрафиолетовой области, где расположен максимум спектра, позволяют заключить, что на низких интенсивностях ультразвука термический механизм свечения [2] не является доминирующим. Более того, расчеты показали отсутствие схлопывания пузырьков различных размеров при соответствующей разнице давлений. Механизм свечения на низких интенсивностях ультразвука, несомненно, связан со структурой жидкости, в частности на границе раздела пузырька, о чем свидетельствует неизменность формы спектра в ультрафиолетовой области. Механизм свечения вследствие электрических разрядов, которые имеют место при образовании двойного электрического слоя (одна обкладка слоя располагается непосредственно на границе пузырька, а другая внутри него [7, 8]) предпочтительнее, поскольку действие этого механизма связано как со структурой воды вблизи поверхности пузырька, так и со свойствами растворенных в воде газов. С увеличением интенсивности ультразвука роль теплового механизма свечения [2] будет усиливаться, о чем свидетельствует спектр излучения, который становится более сплошным.

Через определенный промежуток времени Δt (см. фиг. 1) интегральный уровень свечения увеличивается и при $t > t_2$ достигает стационарного уровня, несколько превышающего уровень при $t_0 < t < t_1$. Это объясняется диффузией кислорода воздуха в воду, которая восстанавливает его исходную концентрацию. Наличие соли Na_2SO_4 делает воду электролитом, что, как известно [1], приводит к увеличению свечения. В результате наблюдается некоторое превышение исходного стационарного уровня свечения.

В заключение отметим, что добавление в воду несколько больших количеств Na_2SO_3, например 3÷5 млг, приводит к резкому увеличению интегрального уровня свечения, что согласуется с результатами экспериментальных исследований, выполненных в [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Журавлев А. И., Акопян В. Б.* Ультразвуковое свечение. М.: Наука, 1977.
2. *Голубничий П. И., Гончаров В. Д., Протопопов Х. В.* Сонолюминесценция в жидкостях, влияние растворенных газов, отступление от тепловой теории.– Акуст. журн., 1969, т. 16, № 3, с. 534–541.
3. *Акманов А. Г., Беньковский В. Г., Голубничий П. И.* Исследование лазерной сонолюминесценции.– Акуст. журн., 1973, т. 19, № 5, с. 649–652.
4. *Беньковский В. Г., Голубничий П. И., Масленников С. И.* Импульсы электрогидродинамической сонолюминесценции, сопровождающей высоковольтный электрический разряд в воде.– Акуст. журн., 1974, т. 20, № 1, с. 23–26.
5. *Горский С. М., Клемин В. А., Чернов В. В.* О некоторых особенностях спектра ультразвуковой флуоресценции воды. Акуст. журн., 1980, т. 26, № 3, с. 459–462.
6. *Зайдель А. М. и др.* Таблицы спектральных линий. М.: Наука, 1977.
7. *Degrois M., Baldo P.* A new electrical hypothesis explaining sonoluminescence, chemical actions and other effects produced in gaseous cavitation.– Ultrasonics, 1974, v. 12, № 1, p. 25–28.
8. *Кузьмин В. Л., Русанов А. И.* О двойном электрическом поле на поверхности полярных жидкостей.– Коллоид. журн., 1977, т. 39, № 3, с. 455–459.
9. *Negishi K.* Experimental studies on sonoluminescence and ultrasonic cavitation.– J. Phys. Soc. Japan, 1961, v. 6, № 6, p. 1450–1456.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12.III.1984

УДК 534

О ВЛИЯНИИ ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ЗВУКА

Полякова А. Л., Сильвестрова О. Ю.

Наличие пузырьков газа в воде может приводить к значительным изменениям в работе параметрического излучателя звука [1–4]. Увеличение концентрации пузырьков газа приводит к возрастанию нелинейного параметра воды, коэффициента поглощения звука и к появлению дисперсии скорости звука [5, 6]. При формировании низкочастотного сигнала в параметрическом излучателе эти факторы работают в противоположных направлениях, причем их вклад оказывается различным в зависимости от частоты и амплитуды волны накачки.

При анализе влияния пузырьков на характеристики параметрического излучателя часто используются модели, позволяющие описать работу этого излучателя в предельных режимах. В данной работе теоретический анализ проводится на основе метода, предложенного в [7], который позволяет провести численный расчет поля

на оси излучателя и его диаграммы направленности на низкой частоте, не ограничиваясь каким-либо предельным режимом, в широком диапазоне частот и амплитуд накачки с учетом нелинейного взаимодействия как в ближней, так и в дальней зоне.

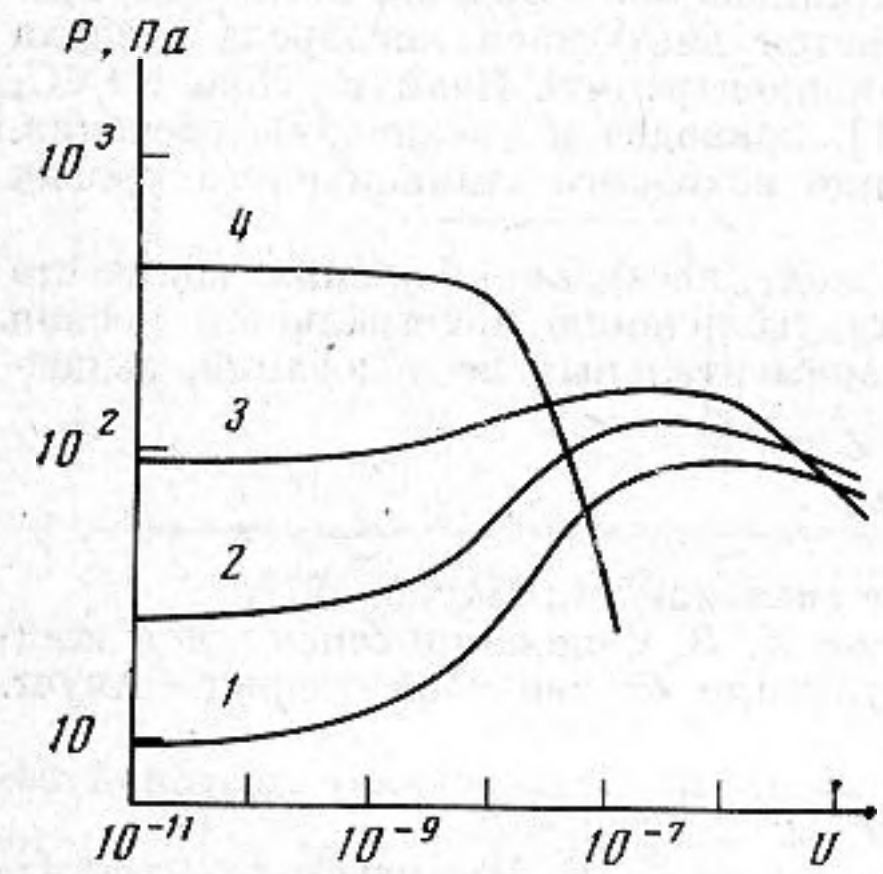
Давление на разностной частоте параметрического излучателя можно представить в виде интеграла по объему V', в котором происходит нелинейное взаимодействие

$$P(t, r, \theta, \varphi) = \frac{\rho}{4\pi} \iiint\limits_{V'} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\beta}{\rho^2 c^4} \frac{\partial (P_1 P_2)}{\partial t} \right] \frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV'; \tag{1}$$

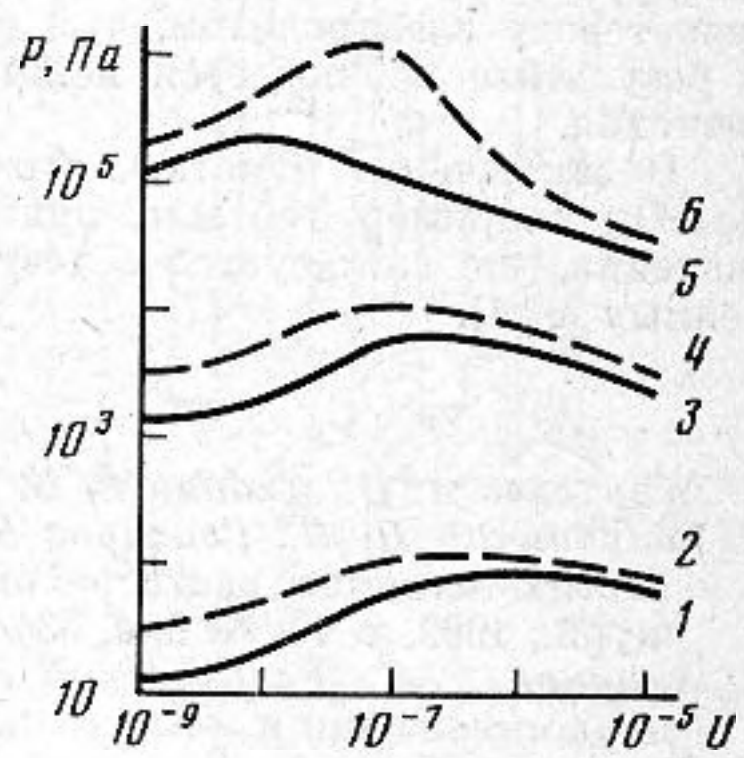
здесь ρ, c и β – плотность среды, скорость звука и нелинейный параметр среды, P_1 и P_2 – давление волны накачки на частотах ω_1 и ω_2, $k=(\omega_1-\omega_2)/c$. Для двухчастотного возбуждения величину P_i запишем в виде

$$P_i(r', \theta', \varphi', t) = P_{0i} L_{0i} e^{-\alpha_{0i} r'} D_i(\theta', \varphi') T_i(P_{0i}, r', \theta', \varphi') \frac{e^{i\omega_i(t-r'/c)}}{r'}, \tag{2}$$

где P_{0i} – амплитуда давления в волне накачки на частоте ω_i на поверхности излучателя, α_{0i} – коэффициент поглощения волны накачки, L_{0i} – длина прожекторной



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость P в волне разностной частоты на оси параметрического излучателя звука, приведенного к 1 м, от газосодержания U для различных частот накачки: *1* – $f_0=40$ кГц, *2* – 60, *3* – 100, *4* – 200, $P_0=10^4$ Па, $f_0/f=10$, радиус излучателя 18 см

Фиг. 2. Зависимость давления P на оси параметрического излучателя звука, приведенного к 1 м, от газосодержания U для различных давлений накачки: *1* и *2* – $P_0=10^4$ Па; *3* и *4* – 10^5; *5* и *6* – 10^6. Сплошные кривые – $f_0=40$ кГц, пунктир – 60 кГц, $f_0/f=10$, радиус излучателя 18 см

зоны, $D_i(\theta', \varphi')$ – функция, описывающая диаграмму направленности, а $T_i(P_{0i}, r', \theta', \varphi')$ описывает зависимость амплитуды волны первичного поля от расстояния и учитывает нелинейное поглощение звука. При больших значениях амплитуды накачки эта функция обеспечивает нелинейное насыщение поля низкой частоты [7].

В среде с пузырьками газа величины α_i, c_i, β и α являются функциями концентрации пузырьков. Для нахождения этих функций использовались экспериментальные данные, полученные для приповерхностной зоны океана [8]. Содержание газа в воде можно характеризовать величиной

$$U = \frac{4\pi}{3} \int\limits_{R_1}^{R_2} n(R) R^3 \, dR, \tag{3}$$

где R – радиус пузырька, $n(R)$ – концентрация пузырей с радиусом R, которая была взята равной $n(R)=AR^{-q}$. На основании экспериментов можно считать, что $q=4$, а величина A зависит от времени суток, места и от глубины под поверхностью моря.

Расчеты показали, что для тех концентраций пузырьков, которые обычно наблюдаются в приповерхностном слое океана, изменение скорости звука довольно мало и дисперсия скорости звука не играет существенной роли. Для расчета коэффициента поглощения звука и нелинейного параметра использовались выражения, приведенные в [5]. При расчете нелинейного параметра в такой среде надо учитывать, что при наличии пузырей нелинейный параметр зависит от частоты через множители вида $(f_p^2-f^2\pm if^2/Q)$, где f_p – резонансная частота пузырька, а Q его доброт-

ность. Поэтому при расчете интеграла (1) надо учитывать, что в это выражение входят различные нелинейные параметры: для волны разностной частоты, для волны накачки и для ее 2-й гармоники. С использованием этих данных были получены зависимости величин α и β от концентрации пузырей для разных частот звука. Подставляя полученные зависимости в (1) и проводя численное интегрирование, можно было получить значения давления на оси параметрического излучателя и диаграммы направленности в зависимости от расстояния от излучателя. При этом частота накачки изменялась от 20 до 200 кГц, а амплитуда давления накачки на поверхности излучателя от 10^4 до 10^6 Па. В расчетах считалось, что вся среда равномерно заполнена пузырьками газа, причем выбиралась концентрация, соответствующая глубине ~5 м под поверхностью моря. Некоторые результаты расчетов давления на оси параметрического излучателя представлены на фиг. 1 и фиг. 2.

Из фиг. 1 видно, что для небольших значений газосодержания ($U \leqslant 10^{-7}$), когда поглощение мало, для низкочастотной накачки ($f_0 \leqslant 100$ кГц) давление на оси параметрического излучателя растет с увеличением газосодержания. Это связано с тем, что увеличение U приводит главным образом к росту нелинейного параметра на низкой частоте, который и является преобладающим фактором. При дальнейшем увеличении концентрации пузырьков газа ($U > 10^{-7}$) становится существенным поглощение как первичных волн, так и низкочастотной волны. Следствием этого является уменьшение давления на оси параметрического излучателя. Для более высокочастотных излучателей (кривая *4* на фиг. 1) увеличение газосодержания U приводит к значительному росту поглощения звука, что вызывает уменьшение давления. Все эти данные были приведены для довольно низкого значения давления на поверхности излучателя $P_0 = 10^4$ Па. С ростом давления P_0 характер этих кривых изменяется так, как это видно из фиг. 2. При больших давлениях существенную роль начинает играть нелинейное поглощение, которое проявляется тем больше, чем больше нелинейный параметр на частоте 2-й гармоники накачки. Это приводит к уменьшению давления P при больших значениях концентрации пузырьков газа.

Отсюда видно, что для каждого значения амплитуды и частоты накачки имеется некоторое максимальное значение P, которое соответствует оптимальному значению газосодержания. Дальнейшее увеличение концентрации пузырьков не приводит к росту давления в волне низкой частоты. Поскольку в данных расчетах не учитывалась зависимость концентрации пузырей от глубины, полученные данные представляют собой фактически оценку сверху для величины, характеризующей влияние пузырей на давление низкочастотного сигнала параметрического излучателя.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Заболотская Е. А., Солуян С. И.* Нелинейное распространение волн в жидкости с равномерно распределенными пузырьками.– Акуст. журн., 1973, т. 19, № 5, с. 690–694.
2. *Козяев Е. Ф., Наугольных К. А.* Параметрическое излучение звука в двухфазной среде.– Акуст. журн., 1980, т. 26, № 1, с. 91–98.
3. *Полякова А. Л., Сильвестрова О. Ю.* О параметрическом излучателе, работающем в среде с пузырьками газа.– Акуст. журн., 1980, т. 26, № 5, с. 783.
4. *Лернер А. М., Сутин А. М.* Влияние газовых пузырей на поле параметрического излучателя звука.– Акуст. журн., 1983, т. 29, № 5, с. 657–660.
5. *Кобелев Ю. А., Островский Л. А.* Модели газожидкостной смеси как нелинейной диспергирующей среды.– В кн.: Нелинейная акустика. Горький: ИПФ, 1980, с. 98–107.
6. *Клей К., Медвин Г.* Акустическая океанография. М.: Мир, 1980, с. 580.
7. *Mellen R. H., Moffett M. B.* Nearfield characteristics of parametric acoustics sources.– J. Acoust. Soc. Amer., 1981, v. 69, № 2, p. 404–409.
8. *Medvin H.* Acoustical bubble spectrometry at sea. In: Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics, Berlin: Springer – Verlag, 1980, p. 187–193.

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

Поступило в редакцию
5.I.1984