СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И.* Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
2. *Мюир Т.Дж., Томпсон Л.А., Кокс Л.Р., Фрей Х.Г.* Низкочастотная параметрическая система для исследований по акустике океана // Акустика дна океана / Под ред. Купермяна У.А., Енсена Ф.Б. М.: Мир, 1984. С. 287–299.
3. *Андебура В.А., Донской Д.М., Наугольных К.А., Степанов Ю.С., Сутин А.М.* Звуковое поле мощного акустического излучателя в параметрическом режиме // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 548–550.
4. *Berktau H.O., Leady D.J.* Farfield performance of panametric transmitters // J. Acoust. Amer. 1974. V. 55. № 3. P. 539–546.

Акустический институт
им. Н.Н. Андреева
Российской академии наук

Институт прикладной физики
Российской академии наук

Поступило в редакцию
09.04.92

УДК 534.222.2

© 1993 г. **В.Д. Киселев, А.О. Максимов**

ФОРМИРОВАНИЕ ПРЕДВЕСТНИКА АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА, ВОЗБУЖДЕННОГО В РЕЖИМЕ ТЕРМОУПРУГОЙ ГЕНЕРАЦИИ НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

В работе [1] искажения переднего фронта оптоакустического импульса, возбужденного в режиме взрывного вскипания на поверхности океана [2, 3], интерпретировались как процесс формирования предвестника. Возникая вследствие заметной дисперсии акустических волн, предвестник представляет по существу высокочастотную часть сигнала, распространяющуюся с большей скоростью и потому опережающую основное тело импульса. Достаточно очевидно, что подобный эффект должен иметь место и при более простом, с точки зрения теоретического описания, режиме возбуждения – термоупругом.

В настоящей работе для термоупругого режима возбуждения описаны искажения переднего фронта оптоакустического сигнала, характеризующиеся выделением предвестника.

В обсуждаемой модели учитываются условия, в которых проводились эксперименты [2, 3], а именно "термооптическая антенна" имеет вид тонкого диска ($a\mu \gg 1$, a – характерный радиус лазерного пучка, μ – коэффициент оптического поглощения в воде), и переходными процессами, связанными с формированием акустического импульса на длине антенны, можно пренебречь ($\mu c_\infty \tau_L \gg 1$, τ_L – длительность оптического импульса, c_∞ – скорость звука в чистой жидкости).

Специфика натурных условий определяется наличием в приповерхностном слое океана больших скоплений газовых пузырьков, резонансное взаимодействие с которыми приводит к заметной дисперсии акустических волн: $k^2 = \omega^2/c_\infty^2\,[1 + \chi(\omega)]$, где k – волновое число, ω – частота, $\chi(\omega)$ – восприимчивость ($|\chi(\omega)| \ll 1$). Для $\chi(\omega)$ имеем:

$$\chi(\omega) = 4\pi c_\infty^2 \int_0^\infty dR_0 \frac{n(R_0, z) R_0}{\omega_0^2(R_0) - \omega^2 + 2i\delta_0\omega}. \tag{1}$$

Здесь $n(R_0, z)$ – функция распределения пузырьков по размерам, R_0 – радиус пузырька $\omega_0(R_0)$ – его собственная частота, δ_0 – постоянная затухания.

Теория термоупругого возбуждения звука в однородной двухфазной среде была развита в работе [4]. Чтобы отделить эффекты дисперсионного расплывания оптоакустического импульса от искажений, обусловленных набегом фаз на апертуре источника, ограничимся анализом картины на оси излучения. Используя для распределения интенсивности в лазерном импульсе представление $I(x, y, z, t) = f(t)\,G(x, y)\exp(-\mu z)$ ($\int\int_{-\infty}^{+\infty} G(x, y)\,dxdy = \pi a^2$), можно получить следующее выражение для поля давления в дальней зоне:

$$P(z, \tau) = -\frac{\beta}{2C_p}\frac{a^2}{z\mu c_\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\,\omega^2\tilde{f}(\omega)\exp\left[i\omega\left(\frac{\chi(\omega)z}{2c_\infty} - \tau\right)\right] \tag{2}$$

при этом, использовалась малостью $\chi(\omega)$ и время отсчитывалось от момента прихода импульса в точку наблюдения, $\tau = t - z/c_\infty$. В этом выражении z – расстояние от точки наблюдения, $f(\omega)$ –

фурье-компонента временной огибающей импульса, β и C_P – коэффициенты теплового расширения и удельной теплоемкости.

Следует, однако, отметить, что распределение пузырьков в приповерхностном слое крайне неоднородно по глубине. Действительно, согласно современным представлениям [5–7] $n(R_0, z) = n(R_0) \exp(-z/d)$, где $d \sim 2$ м. С другой стороны, геометрические размеры оптоакустических импульсов в рассматриваемых условиях составляют несколько сантиметров, что позволяет использовать для описания их эволюции приближение геометрической акустики. При этом для луча, распространяющегося вдоль оси z, в пренебрежении геометрическим расхождением для $z \sim 10$ м, получаем выражение (2), в котором величина z заменяется на $d_* = d(1-\exp(-z/d))$.

Чтобы продвинуться далее, необходимо конкретизировать форму огибающей оптического импульса $\tilde{f}(\omega)$ и вид восприимчивости $\chi(\omega)$, определяемой распределением пузырьков по размерам (1). Это распределение достаточно изменчиво, поскольку зависит от скорости ветра (обрушения волн), присутствия зоо- и фитопланктона, наличия газо- и гидротермальных источников на дне. Кроме того, в настоящее время нет полного соответствия между результатами оптических и акустических измерений этих распределений [7]. Вместе с тем имеется ряд моделей [5–7], учитывающих общие закономерности в поведении $n(R_0)$. Основываясь на них, мы воспользуемся простой трехпараметрической аппроксимацией $\chi(\omega)$, правильно передающей низко- и высокочастотные асимптотики и вклад области наибольшего влияния пузырьков ($R_0 \sim R_* = 20$ мкм): $\chi(\omega) \simeq F\omega_*^2/(\omega_*^2-\omega^2+2i\delta\omega)$, при этом $\omega_* = \omega_0(R_*)$, $\delta \sim 0{,}5\,\omega_*$, а величина $F = (4\pi c_\infty^2/\omega_*^2)\int_0^\infty dR_0 R_0 n \times (R_0)$ зависит от полной концентрации пузырьков и, как правило, изменяется в пределах 10^{-3}–10^{-2}.

Остановимся теперь на анализе моделей временной огибающей лазерного импульса. Наиболее употребительной является гауссовская кривая $f(t) = L_0 \exp(-t^2/\tau_L^2)$ [8–10]. Однако следует отметить, что она непригодна для наших целей. Бесконечная протяженность переднего фронта не позволяет проявиться пространственному разделению спектральных компонент, распространяющихся с различными скоростями, что собственно и составляет суть эффекта формирования предвестника [11].

Непригодны также параболическая модель $f(t) = I_0 \exp(-t/\tau_L - t^2/\tau_L^2)$, $0 \leqslant t \leqslant \tau_L$ [12, 13], и использовавшаяся нами для описания взрывного вскипания зависимость $f(t) = I_0(t/\tau_L)\exp(-t/\tau_L)$ [1], поскольку в рассматриваемых условиях, $\mu c_\infty \tau_L \gg 1$, они приводят к появлению на переднем фронте очень узких ($1/\mu c_\infty \ll \tau_L$) пиков сжатия, в $\mu c_\infty \tau_L$ раз превосходящих величину давления в пределах тела импульса. Тем самым уже в процессе генерации происходит пространственное разделение высокочастотных компонент и дальнейшая эволюция в диспергирующей среде качественно форму импульса не меняет.

Приемлемой является модель огибающей $f(t) = I_0(3t/\tau_L)^3 \exp(-3t/\tau_L)$ [14, 15], для фурье-компонент которой имеем $f(\omega) = 6I_0(3/\tau_L)^3/(\omega + 3i/\tau_L)^4$.

Поведение переднего фронта импульса отвечает малым значениям τ, при этом основной вклад в выражение (3) вносит высокочастотная асимптотика подынтегрального выражения [16, 17]

$$P(z,\tau) = -\frac{\beta I_0}{2C_p}\frac{a^2}{z\mu}\,6\left(\frac{3}{\tau_L}\right)^3 \int \frac{d\omega}{2\pi}\frac{1}{\omega^2}\exp\left[-i\left(\frac{Fd_*\omega_*^2}{2\omega}+\tau\omega\right)\right] =$$

$$= \frac{\beta I_0}{C_p}\frac{a^2}{z\mu c_\infty \tau_L}\left(\frac{81}{\tau_L}\right)(\omega_*\tau_L)^{-2}\left(\frac{Fd_*}{2\tau_\infty\tau}\right)^{1/2}$$

$$J_1\left(2\sqrt{\frac{Fd_*\omega_*^2\tau}{2c_\infty}}\right). \qquad (3)$$

Здесь J_1 – функция Бесселя первого рода. Количественный смысл термина малые времена в (3) проистекает из требования удаленности преобразованного контура интегрирования $|\omega| \sim (Fd_*/2c_\infty\tau)^{1/2}\omega_*$ от полюсов и особенностей подынтегрального выражения (2), имеющих порядок $1/\tau_L$ и ω_* соответственно, что сводится к выполнению условий $\tau \ll Fd_*/2c_\infty$, $\tau \ll (Fd_*/2c_\infty) \times (\omega_*\tau_L)^{-2}$.

Исходя из (3), легко проследить переход к малым концентрациям пузырьков ($F \to 0$), при котором (3) преобразовывается в $P(z,\tau) = (\beta I_0/c_p)(a^2/z\mu c_\infty\tau_L)(81/\tau_L)(\tau/\tau_L)$, что соответствует известному результату: $P(z,\tau) \sim \partial^2/\partial\tau^2 f(\tau)$.

Наконец, следует отметить, что говорить содержательно о выделении предвестника можно лишь тогда, когда на временах, много меньших τ_L, проявится хотя бы один период осцилляций J_1. Первый нуль функции J_1 достигается при $\tau = \tau_0 \approx 8c_\infty/(Fd_*\omega_*^2)$. Этот момент времени должен быть много меньше τ_L и удовлетворять выписанным выше неравенствам. Для значений определяющих параметров $c_\infty = 1{,}5 \cdot 10^3$ м/с, $d_* = 2$ м, $\omega_* = 10^6$ с$^{-1}$, $\tau_L = 10^{-5}$ с имеем: $\tau_0 \ll \tau_L$ при $F \gg 6 \times 10^{-4}$. Если пересчитать это значение на концентрацию пузырьков и сравнить ее с натурными данными, на основе которых были разработаны модели [5, 6], то окажется, что имеются как районы, где неравенство выполняется хорошо, так и акватории, где наблюдение предвестника может быть затруднено незначительным количеством пузырьков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Киселев В.Д., Максимов А.О.* Формирование предвестника при распространении оптоакустических импульсов в приповерхностном слое океана // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 18. № 22. С. 95–99.
2. *Букин О.А., Ильичев В.И., Киселев В.Д.* Исследование акустических сигналов, генерируемых CO_2 лазером в морской воде // ДАН СССР. 1990. Т. 315. № 1. С. 84–86.
3. *Букин О.А., Ильичев В.И., Киселев В.Д.* Обнаружение вторичной генерации звука в жидкости при объемном вскипании под действием лазера // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. № 12. С. 1261–1263.
4. *Егерев С.В., Наугольных К.А., Пушин А.Е., Участнов В.Н.* Термооптический излучатель звука в двухфазной среде // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 3. С. 310–317.
5. *Crawford G.B., Farmer D.M.* On the spatial distribution of ocean bubbles // J. Geophys. Res. C. 1987. V. 92. NC8. P. 8231–8243.
6. *Vagle S., Farmer D.M.* The measurement of bubble size distribution by acoustical backscattering // Report of Institute of Ocean Sciences. Sydney, 1991.
7. *Powell E.* A survey of scattering, attenuation, and size spectra studies of bubble layers and plumes beneath the air-sea surface // Naval Reasearch Laboratory Memorandum Report 6823. Wash. 1991.
8. *Лямшев Л.М., Седов Л.В.* Оптическая генерация звука в жидкости. Тепловой механизм // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 1. С. 5–29.
9. *Божков А.И., Бункин Ф.В., Коломенский Ал.А., Лямшев М.Л., Маляровский А.И., Михалевич В.Г., Родин А.И.* Переходное излучение звука термооптическим источником, реализуемым сканирующим лазерным пучком // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 4. С. 461–469.
10. *Berthlot Y.H., Busch-Vishniac I.J.* Laser induced thermoacoustic radiation // J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 78. N 6. P. 2074–2082.
11. *Эльсгольц М., Гарсиа-Молинер Ф.* Распространение волновых пакетов // Физическая акустика. М.: Мир, 1973. С. 192–253.
12. *Городецкий В.С., Егерев С.В., Есипов И.Б., Наугольных К.А.* О генерации звука лазерными импульсами // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. № 11. С. 2396–2401.
13. *Дунина Т.А., Егерев С.В., Лямшев Л.М., Наугольных К.А.* К нелинейной теории теплового механизма генерации звука лазерным излучением // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 4. С. 622–625.
14. *Божко А.И., Бункин Ф.В., Коломенский Ал.А., Маляровский А.И., Михалевич В.Г.* Лазерное возбуждение мощного звука // Тр. ФИАН. 1984. Т. 158. С. 123–176.
15. *Sigrist M.W.* Laser generation of acoustic waves in liquids and gases // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. № 7. P. R83–R120.
16. *Вайнштейн Л.А.* Распространение импульсов // УФН. 1976. Т. 118. № 2. С. 339–367.
17. *Кельберт М.Я., Чабан И.А.* Релаксация и распространение импульсов в жидкостях // Изв. АН СССР. 1986. № 5. С. 153–160.

Тихоокеанский океанологический институт

ДВО Российской академии наук

Поступило в редакцию 13.01.92

После исправления 07.05.92

УДК 534.286.2

© 1993 г. Г.С. Толстов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ВОДОВОЗДУШНЫМИ ПЕНАМИ

Увеличение уровня звукового давления до 130 и более дБ, а также широкополосность спектра волн приводят к качественным изменениям характера взаимодействия звуковых волн с пенами, что связано с включением в процесс рассеяния энергии нелинейных диссипативных механизмов, не проявляющихся во взаимодействии пен с монохроматическим звуком малой энергии [1–3].

Исследование выполнено на размещенной в акустически заглушенном боксе экспериментальной установке, в которой в качестве источника звука использовалась сверхзвуковая горячая газовая струя с числом Маха 2,4 и степенью нерасчетности 0,8, распространяющаяся в объеме, ограниченном горизонтально расположенной цилиндрической оболочкой. К этой оболочке примыкает вертикально расположенный цилиндрический контейнер для пены внутренним диаметром 250 мм, высотой 500 мм, проходное сечение которого в нижней части перекрыто металлической сеткой с ячейками 4 мм и лежащей на ней мембраной из полиэтиленовой пленки, предназначенных для удержания пены в контейнере. Для удаления выделяемой из пены воды сетка и мембрана установлены с наклоном к горизонту в 7°, а в основании контейнера предусмотрена дренажная щель. Над верхним срезом контейнера расположен датчик пульсаций давления