

07; 08; 12

© 1992

КОМБИНИРОВАННЫЙ ОПТОАКУСТИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК
В МОРСКОЙ СРЕДЕ: МОДЕЛИРОВАНИЕ
И НАТУРАЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТС.В. Егоров, О.Б. Овчинников,
А.Е. Пашин

Взаимодействие импульсного лазерного излучения с морской поверхностью приводит к возникновению „бестелесного” приповерхностного оптоакустического источника (ОАИ) звуковых волн. Интерес к явлению связан с возможностью дистанционного гидроакустического зондирования морской среды [1]. Излучение CO_2 -лазера (длина волны 10,6 мкм) поглощается в тонком (~ 0.001 см) легко испаряющемся водном слое, поэтому возмущаемый CO_2 -лазером звуковой импульс является результатом совместного действия вкладов теплового расширения поглощающей области („термооптический механизм”) и ее последующего испарения (звукообразование за счет импульса отдачи паров). Такой ОАИ получил название комбинированного [2]. Формирование звукового импульса ОАИ в реальной морской среде происходит в условиях ветрового волнения, влияющего на диаграмму направленности источника [3], и при наличии приповерхностного слоя пузырьков, влияние которого (дисперсия и дополнительное поглощение) должно быть подробно проанализировано.

Распространение основной энергонесущей „испарительной” составляющей импульса ОАИ исследовано в работах [4, 5], причем для расчетов в качестве источника принято модельное гауссово распределение поверхностного давления в пределах пятна облучения поверхности. Такой подход возможен, если оцениваются энергетические характеристики излучения звука ОАИ. Однако в интересах анализа тонкой структуры импульса и, в особенности, для интерпретации результатов наблюдения профиля давления в натуральных условиях, необходимо детально разобраться в особенностях профиля импульса ОАИ, вступающего в дисперсионную среду. В данной статье приводятся результаты лабораторного моделирования комбинированного ОАИ и результаты натурального морского эксперимента.

На рис. 1, а, б, в приведены осциллограммы звуковых импульсов ОАИ, возбуждаемых импульсами излучения CO_2 -лазера в лабораторном заглушенном бассейне с отстоявшейся дегазированной водой. Диаметр пятна облучения 0.5 см, характерная длительность лазерного импульса ~ 5 мкс, расстояние от поверхности до точки наблюдения на оси пучка 10 см, т. е., выполнялось условие наблюдения в дальнем поле. Лазерный импульс сравнительно небольшой энергии 0.1 Дж возбуждает звуковой импульс малой длитель-

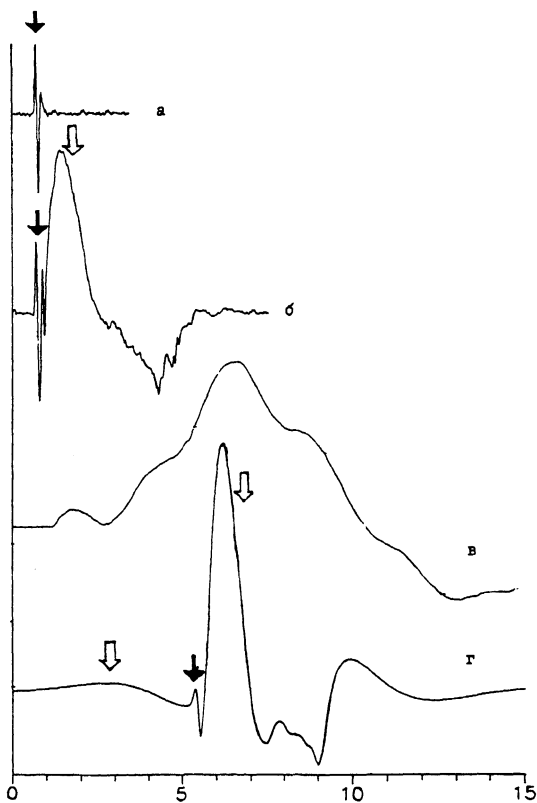


Рис. 1, а, б, в - экспериментальные осциллограммы импульсов ОАИ в однородной водной среде, г - расчетный профиль импульса в дисперсионной газосодержащей водной среде. Темные стрелки - термооптические составляющие, светлые стрелки - испарительные составляющие. По оси абсцисс отложено время в микросекундах.

ности, типичный для термооптического механизма (рис. 1, а). При превышении энергией порога взрывного испарения (в пересчете на поверхностную плотность энергии величина порога составляет 3 Дж/см^2 в импульсе доминирует „испарительная“ составляющая (рис. 1, б, лазерная энергия $\approx 1.5 \text{ Дж}$). Таким образом, уже „на выходе“ ОАИ звуковой импульс имеет достаточно сложный профиль переднего фронта. Наблюдение подобной структуры импульса ОАИ традиционными гидроакустическими приемниками затруднено, и упомянутые осциллограммы получены с использованием широкополосного приемника давления на основе пьезоэлектрической пленки поливинилиденфторида, разработанного для наблюдения быстропротекающих оптоакустических эффектов [6]. Полоса частот анализа составляла

5 МГц. Для сравнения на рис. 1 в приведена осциллограмма импульса в той же точке при энергии 1.5 Дж, зарегистрированного стандартным гидрофоном ГИР-1, применявшимся также в работе [4] (полоса частот анализа - 300 кГц).

Полученные записи импульсов использовались в вычислительном эксперименте для моделирования распространения сигнала в пространственно неоднородном приповерхностном слое. Аналогично [5] запишем для профиля импульса давления на расстоянии z на оси пучка в дальнем поле

$$p(t, z) = \int d\omega \cdot P(\omega) \exp[-\alpha_0 z - \int_0^z \alpha(z_0) dz_0] \exp\left\{i\omega\left[t - \frac{z}{c} - \frac{1}{c^2} \int_0^z \Delta c(z_0) dz_0\right]\right\},$$

где $P(\omega)$ - спектр давления, полученный дискретным Фурье-преобразованием типичной записи (рис. 1, б), c - скорость звука, и α_0 - коэффициент затухания в водной среде, соответственно, $c = 1.5 \cdot 10^5$ см/с, $\alpha_0 = 1.3 \cdot 10^{-12} (\omega/2\pi)^{3/2}$ см $^{-1}$, $\Delta c(z_0)$ и $\alpha(z_0)$ - параметры дисперсионной среды, а именно, инкремент скорости звука и коэффициент дополнительного затухания, зависящие от распределения числовой концентрации пузырьков в точке z_0 по радиусам R :

$$\Delta c(z_0) = 2\pi c^3 \int \frac{n(R, z_0) \cdot (\xi^2 - 1) R dR}{\omega^2 [(\xi^2 - 1)^2 + \delta^2]},$$

$$\alpha(z_0) = 2\pi c \int \frac{n(R, z_0) \cdot \delta R dR}{\omega [(\xi^2 - 1)^2 + \delta^2]},$$

где $\xi = \omega_0(R)/\omega$, δ - постоянная затухания, а $\omega_0(R)$ - собственная частота пульсаций пузырька. Значения $n(R, z_0)$ аппроксимировались эмпирическим выражением

$$n(R, z_0)_{[см^{-4}]} = 2 \cdot 10^7 \frac{R^{2,7}}{9.8 \cdot 10^{-19} + R^{6,7}} \exp(-z_0/z_1),$$

соответствующим данным натурального эксперимента [7] в диапазоне $5 \cdot 10^{-4}$ см $< R < 4 \cdot 10^{-2}$ см. Здесь $z_1 = 200$ см - характерная толщина слоя пузырьков. Рассчитанный по вышеприведенным формулам профиль сигнала после пробега 200 см приведен на рис.1, г. Причудливая головная часть импульса формируется наложением испарительной составляющей (испытывающей дисперсионное распыление) и термооптической составляющей, распространяющейся практически без дисперсии. На больших расстояниях термооптическая составляющая поглощается основным телом импульса.

Полученный результат компьютерного моделирования можно пояснить, сравнив дисперсионный масштаб L_D и масштаб затухания

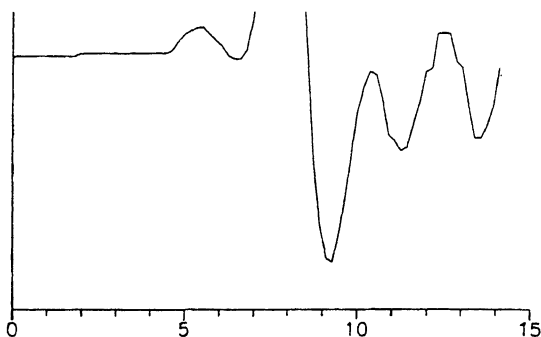


Рис. 2. Запись импульса ОАИ в натурном эксперименте на глубине 6 м стандартном приемником давления ГИР-1.

L_A для обеих составляющих. Известно, что $L_D = \tau^2 |\gamma(\omega_m)|^{-1}$, где τ - временной масштаб, $\gamma(\omega_m) = \partial^2 k / \partial \omega^2 |_{\omega = \omega_m}$, k - вещественная часть волнового числа. Значение $\gamma(\omega_m)$ берут в точке ω_m максимума спектральной плотности термооптической или испарительной составляющей. Масштаб затухания $L_A = 1 / \alpha_o(\omega_m)$. Имеем для испарительной компоненты (с учетом известных значений $\Delta c(z_0=0)$) $\tau^{(H)} \approx 10^{-6}$ с, $\gamma(\omega_m)^{(H)} \approx 1.5 \cdot 10^{-14}$ см $^{-1}$ с 2 , $L_D^{(H)} \approx 70$ см $\ll L_A^{(H)} \approx 10^4$ см, и, наоборот, для термооптической составляющей, $\tau^{(T)} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ с, $L_A^{(T)} \approx 60$ см $\ll L_D^{(T)}$. Оценка для $L_D^{(T)}$ дает очень большую величину, и конкретная величина теряет смысл в силу исчезающе малого значения $\gamma(\omega_m)^{(T)}$.

Заметный на рис. 1, г „испарительный“ предвестник формируется спектральными компонентами в области частот, несколько превышающих резонансную частоту пузырьков доминирующего размера. Так, если максимум распределения пузырьков отвечает $R > > 2 \cdot 10^{-3}$ см, то предвестник формируется в частотной области до 200 кГц и без искажений регистрируется даже приемником ГИР-1. Фрагмент такой записи, проведенной в натуральных условиях, представлен на рис. 2. Представляется, таким образом, что наблюдаемая тонкая структура не связана с аппаратными искажениями, а характеризует определенное физическое явление. Любопытно, что флуктуирующее в силу погодных условий содержание газа в приповерхностном слое моря на различные составляющие импульса вли-

яет по-разному. Следовательно, анализ временных и амплитудных соотношений составляющих импульса комбинированного ОАИ после пробега нескольких метров может служить для экспресс-диагностики относительного газосодержания и других параметров приповерхностного слоя. Такой опыт предполагает использование в натуральных условиях широкополосных приемников давления на основе пьезоэлектрических органических пленок.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Е г е р е в С.В., Л я м ш е в Л.М., Н а у г о л ь н ы х К.А. // Акуст. журн. 1991. Т. 36. В. 5. С. 807-813.
- [2] А л е к с е е в В.Н., Е г е р е в С.В., Н а у г о л ь н ы х К.А. и др. // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 6. С. 961-968.
- [3] Е г е р е в С.В., П а ш и н А.Е. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1991. Т. 27. № 3. С. 259-265.
- [4] К и с е л е в В.Д., М а к с и м о в А.О. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 22. С. 95-99.
- [5] E g e r e v S.V. Underwater optoacoustic source as a tool for oceanographic research. // In: Proc. of the Europ. Confer. on Underwater Acoustics (Luxembourg, 1992) / M. Weidert, ed. Elsevier Appl. Science, L., N.Y. P. 658-662.
- [6] О в ч и н н и к о в О.Б., П а ш и н А.Е., П у ч е н к о в О.В. и др. // Акуст. журн. 1987. Т. 33. В. 2. С. 312-316.
- [7] F a r m e r D.M., V a g l e S. // Journ. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 86. N 5. P. 1897-1908.

Акустический институт
имени Н.Н. Андреева,
Москва

Поступило в Редакцию
19 октября 1992 г.