

07;08

## ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ОПТОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В МОРЕ, ПОКРЫТОМ СЛОЕМ ЛЬДА

© А.О.Максимов

Применение лазерных источников для дистанционного зондирования природных объектов стимулировало изучение механизмов генерации и распространения оптоакустических сигналов в приповерхностном слое океана [1-3]. Анализ особенностей этого явления в условиях зимнего сезона (или арктических морей), когда водная поверхность покрыта слоем льда, составляет предмет настоящего сообщения.

Результаты представлены для модели — однородной упругой пластины, нагруженной одной стороной на жидкость и возбуждаемой сосредоточенной силой.

Поглощение лазерного излучения льдом сопровождается тепловым расширением (термоупругий механизм), приводящим к возбуждению звука. Размеры области тепловыделения — эффективной антенны, определяются шириной пучка и величиной коэффициента поглощения оптического излучения льдом  $\mu_i$ . Для типичных лазерных источников, используемых в натуральных экспериментах,  $\mu_i$  составляет: для CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 10.6$  мкм) —  $\mu_i = 605$  см<sup>-1</sup>; для Nd:YAG-лазера ( $\lambda = 1.06$  мкм) —  $\mu_i = 0.25$  см<sup>-1</sup> [4].

С другой стороны, характерные частоты излучаемых акустических сигналов  $\omega$  должны быть достаточно низки (меньше или порядка нескольких кГц), с тем чтобы обеспечить прием зондирующих сигналов на приемлемом удалении от источника. В этих условиях  $\omega/c_f \ll \mu_i$ ,  $a^{-1}$  ( $c_f$  — скорость звука в воде,  $a$  — характерный размер пучка), источник можно рассматривать как точечный.

Рис. 1 иллюстрирует геометрию задачи. Ледяной слой толщиной  $2h$  и плотностью  $\rho_i$ , в котором могут распространяться продольные и поперечные волны ( $c_l$ ,  $c_t$  — скорости продольной и поперечных волн), располагается над жидким полупространством с плотностью  $\rho_f$  и скоростью звука  $c_f$ . Начало координат совмещено со средним сечением пластины, ось  $z$  направлена вниз и проходит через точку наблюдения, расстояние  $R$  отсчитывается от дна пластины под источником,  $\chi$  — угол наблюдения.

Следуя [5], после достаточно громоздких, но прямых вычислений выражение для  $\omega$  компоненты акустического да-

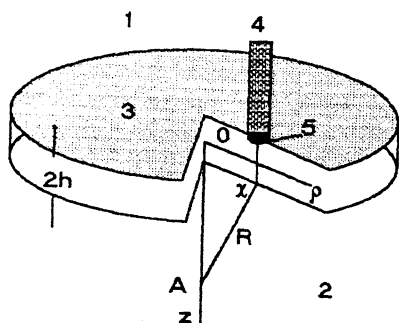


Рис. 1. Схема лазерной генерации термооптических сигналов: 1 — воздух, 2 — вода, 3 — ледяное поле, 4 — лазерный пучок, 5 — источник, А — точка наблюдения.

вления в жидкости приобретает в дальней зоне вид

$$P(r, \omega) = i [\rho_l c_l^2 (1 - 4/3(c_l^2/c_i^2))] \beta \left[ \frac{m \mu_l I_{otr}}{C \rho_l (-i\omega)} \right] a^2 \frac{\exp(ik_f R)}{R} D, \quad (1)$$

$$D = \sin \chi \frac{Z_f(Z_- + Z_{\sim})}{\Delta}, \quad \Delta = 2Z_- Z_{\sim} + Z_f(Z_- + Z_{\sim}).$$

Здесь первый сомножитель в квадратных скобках представляет собой модуль всестороннего сжатия;  $\beta$  — коэффициент теплового расширения льда;  $I_{otr}$  — интенсивность лазерного излучения в приповерхностном слое льда;  $m$  — индекс модуляции интенсивности;  $C$  — теплоемкость льда, второй сомножитель в квадратных скобках определяет температуру источника; сомножитель  $D$  описывает диаграмму направленности акустического излучения в жидкости,  $Z_f = \rho_f c_f / \sin \chi$  — импеданс жидкости.  $Z_-$ ,  $Z_{\sim}$  — импедансы симметричных и антисимметричных колебаний пластины [5].

В предельном случае тонкой пластины ( $k_f h \ll 1$ ), рассмотренном Лямшевым [6], в ледяном слое могут возбуждаться два типа колебаний: антисимметричные — изгибные и симметричные — продольные. При этом входящие в выражение для диаграммы направленности  $D$  импедансы  $Z_-$ ,  $Z_{\sim}$  упрощаются и принимают вид

$$Z_- \approx \frac{i \rho_l c_L^2}{\omega h},$$

$$\left[ 1 - \left( \frac{c_L}{c_t} \cos \chi \right)^2 \right] / \left[ \frac{c_L^2}{c_t} - \left( \frac{c_L}{c_t} \cos \chi \right)^2 \right] Z_{\sim} \approx -i \omega h \rho_l,$$

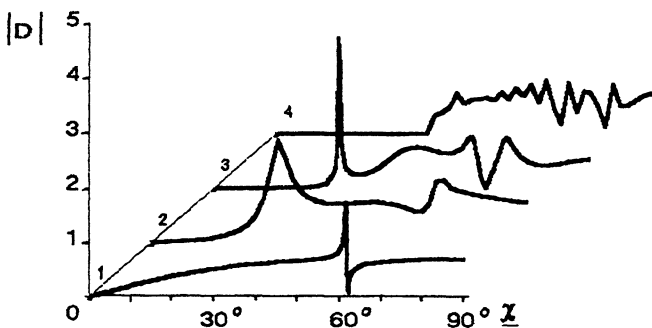


Рис. 2. Направленность термооптического источника в море, покрытом слоем льда на частотах: 1 — 100 Гц, 2 — 500 Гц, 3 — 1 кГц, 4 — 4 кГц (толщина ледяного покрова  $2h = 3$  м).

здесь  $c_L = 2c_t \sqrt{1 - c_t^2/c_l^2}$  — скорость продольных волн в тонкой пластине.

Скорость изгибных волн в ледяном слое меньше скорости звука в жидкости (в отличие, например, от стальной пластины [6]), поэтому в диаграмме направленности возникает только один максимум в направлении  $\chi \approx \arccos(c_f/c_L)$  ( $Z \approx 0$ ), связанный с излучением вытекающей продольной моды.

Анализ общей ситуации проведен на основе численных расчетов зависимости диаграммы направленности  $|D|$  от угла наблюдения  $\chi$ , определяемой выражением (1). Отметим, что в отсутствие слоя льда излучение носит монополюсный характер для всех углов, за исключением скользких, где имеет место зависимость  $\sim \sin \chi$  [6]. На рис. 2 представлены результаты вычислений для следующих значений параметров:  $h = 1.5$  м,  $c_l = 3500$  м/с,  $c_t = 1800$  м/с,  $c_f = 1450$  м/с,  $\rho_i = 910$  кг/м<sup>3</sup>.

График 1 отвечает частоте модуляции  $f = \omega/2\pi = 100$  Гц. Данный выбор позволяет, с одной стороны, провести сопоставление с предельным случаем тонкой пластины ( $k_f h \approx 0.65$ ), а с другой — провести сравнение с результатами расчетов акустического излучения трещины в ледяном слое [7]. Иной вид источника приводит к тому, что при лазерном возбуждении отсутствует лепесток диаграммы направленности в окрестности угла  $\chi \sim 30^\circ$ , наблюдаемый при излучении трещины. В то же время максимум в окрестности  $\chi \sim 62^\circ$ , связанный с излучением вытекающей продольной моды, с волновым вектором  $k_L = 0.205 + i0.003 \text{ м}^{-1}$  [7] ( $k_L$  — корень характеристического уравнения  $\Delta = 0$ ) имеет место и для термооптического источника.

При повышении частоты возникают дополнительные особенности в диаграмме направленности. График 2 отвечает  $f=500$  Гц. Максимум в окрестности  $\chi \sim 31^\circ$  связан с возбуждением второй антисимметричной моды, имеющей порог  $k_t h \sim \pi/2$  ( $f \sim 300$  Гц).

На графиках 3, 4 представлены результаты вычислений для частот 1 и 4 кГц. По мере уменьшения соотношения между длиной волны и толщиной пластины в ледяном слое возбуждается все более широкий набор собственных мод, что приводит к появлению дополнительных лепестков в диаграмме направленности. Наконец, когда длины волн станут существенно меньше толщины покрова ( $f = 4$  кГц соответствует  $k_t h \sim 20$ ), почти все излучение будет происходить в диапазоне углов, больших, чем  $\chi_t = \arccos(c_f/c_t) \approx 37^\circ$ , поскольку поперечные (и продольные) волны, преломляясь на границе лед-вода, могут проходить в жидкость только под такими углами.

Как следует из приведенных результатов, наличие ледяного покрова существенно изменяет характер оптоакустических сигналов, возбуждаемых лазерным источником на водной поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 95-05-14130).

#### Список литературы

- [1] Егоров С.В., Лямшев Л.М., Наугольный К.А. // Акустический журнал. 1991. Т. 36. В. 5. С. 807-813.
- [2] Киселев В.Д., Максимов А.О. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 22. С. 95-99.
- [3] Егоров С.В., Овчинников О.Б., Пашин А.Е. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 21. С. 71-75.
- [4] Warren S. // Applied Optics. 1984. V. 23. N 8. P. 1206-1225.
- [5] Langly A.J. // J. Acoust. Soc. Am. 1988. V. 83. N 4. P. 1360-1365.
- [6] Лямшев Л.М. // Лазерное термооптическое возбуждение звука М.: Наука, 1989. 240 с.
- [7] Langly A.J. // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 85. N 2. P. 692-701.

Тихоокеанский  
океанологический  
институт  
Владивосток

Поступило в Редакцию  
27 октября 1995 г.