

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ В АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Целиновский Е. Н., Цодикович Л. Н.

Как известно, акустический видеоимпульс в океаническом волноводе из-за дисперсии трансформируется в квазимонохроматический пучок с переменными частотой и амплитудой; соответствующие решения могут быть получены методом стационарной фазы. В настоящей заметке на примере идеального волновода с абсолютно жестким дном и верхней свободной границей показано, как можно выделить параметры начального возмущения из записей сигналов на больших расстояниях и, таким образом, решить обратную задачу.

Волновое поле на больших расстояниях от источника описывается известным выражением [1]

$$\Phi = (2/hr) \sum_l P(\omega) (\sqrt{\omega^2 - \gamma_l^2 C^2} / \gamma_l) \sin \gamma_l z \sin \gamma_l z_1 \exp[i(\pm\pi/4 + \xi_l r - \omega t)]. \quad (1)$$

Здесь Φ — потенциал звукового поля, $P(\omega)$ — спектр излучения источника, h — глубина канала, r — расстояние между источником и приемником, $\xi_l = \sqrt{(\omega^2/c^2) - \gamma_l^2}$ — волновое число, $\gamma_l = \pi/2h(2l+1)$, l — номер моды, z — глубина приемника, z_1 — глубина источника.

Согласно (1), зависимость амплитуды l -й моды от частоты описывается следующим выражением:

$$A_l(\omega) = 2P(\omega) \sqrt{\omega^2 - \gamma_l^2 C^2} / \gamma_l. \quad (2)$$

Для широко применяемых звуковых источников искрового или взрывного типа $A_l(\omega)$ имеет экстремум, по характеристикам которого нетрудно определить параметры источника. Так, для взрывного источника максимум спектрального уровня приходится на основную частоту пульсации газового пузыря, образованного продуктами детонации. Выражение для спектральной плотности первой пульсации газового пузыря имеет вид

$$P(\omega) = 2(p_1/\alpha) / (\omega^2 + 1/\alpha^2), \quad (3)$$

где p_1 — максимальное давление, α — постоянная времени первой пульсации. Определим частоту, соответствующую максимальной амплитуде l -й моды взрывного сигнала. Из формулы (2), используя соотношение (3), находим

$$\omega_l = \sqrt{2\gamma_l^2 c^2 + 1/\alpha^2}. \quad (4)$$

Согласно [2-4], α определяется следующим эмпирическим выражением:

$$\alpha = 3,65 \cdot 10^{-3} Q^{0,45} R^{-0,36}, \quad (5)$$

где Q — масса заряда в кг, R — расстояние от места взрыва в м.

Соотношение (5) справедливо на небольших расстояниях от источника, где существенны нелинейные эффекты.

Минимального значения α достигает на границе нелинейной зоны, ее размеры определены в [5]

$$r_*(\text{м}) = \begin{cases} 2,7 \cdot 10^4 Q^{0,6}, & Q \leq 0,03 \text{ кг}, \\ 1,1 \cdot 10^4 Q^{0,36}, & Q \geq 0,03 \text{ кг}. \end{cases} \quad (6)$$

На больших расстояниях от источника, где справедлива линейная теория, α определяется только весом заряда, соответствующая формула получается подстановкой (6) в (5). В результате по измеренному периоду в максимуме дуга и известным параметрам волновода удается однозначно определить вес заряда.

$$Q = A [\omega_l^2 - (\pi^2 C^2 / 2h^2) (2l+1)^2]^B, \quad (7)$$

где $A = 2,80$, $B = 0,10$, при $Q \leq 0,03$ кг, $A = 4,70$, $B = 0,20$, при $Q \geq 0,03$ кг. Обсудим условие применимости получаемой формулы. Известно [6], что выражение (1) справедливо на расстояниях

$$r \gg r_g \sim \omega h^2 / C. \quad (8)$$

Принимая $\omega \sim 1/\alpha$ и используя $\alpha(Q, r_*)$ из (5) и (6), получим для дисперсионной длины следующие соотношения:

$$r_g \sim 10^5 Q^{-0,23} h^2 / C, \quad Q \leq 0,03 \text{ кг}, \quad (9)$$

$$r_g \sim 10^5 Q^{-0,32} h^2 / C, \quad Q \geq 0,03 \text{ кг}.$$

Кроме того, дисперсионная длина, очевидно, должна превышать длину нелинейную. Это условие эквивалентно неравенству

$$h > 50 Q^{1/3}, \quad (10)$$

что обычно выполняется в реальных условиях.

Из приведенных формул следует, что по измеренному периоду в максимуме дуга и известным параметрам волновода удается однозначно определить вес заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
2. Коул Р. Подводные взрывы. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
3. Arons A. B. Underwater explosion shock wave parameters at large distances from the charge.— J. Acoust. Soc. Amer., 1954, v. 26, № 3, p. 343.
4. Weston D. E. Underwater explosions as acoustic sources.— Proc. Phys. Soc., 1960, v. 76, № 488, p. 233–249.
5. Fridman V. E. The region of nonlinear effects for intensive sound pulses in the ocean.— Wave motion, 1979, v. 1, № 4, p. 271–277.
6. Pekeris C. L. Mem. Geol. Soc. America, 1948, № 27, (Русск. перев. в кн.: Распространение звука в океане. М.: Изд-во иностр. лит., 1951, с. 48–157).

Институт прикладной
физики Академии наук СССР

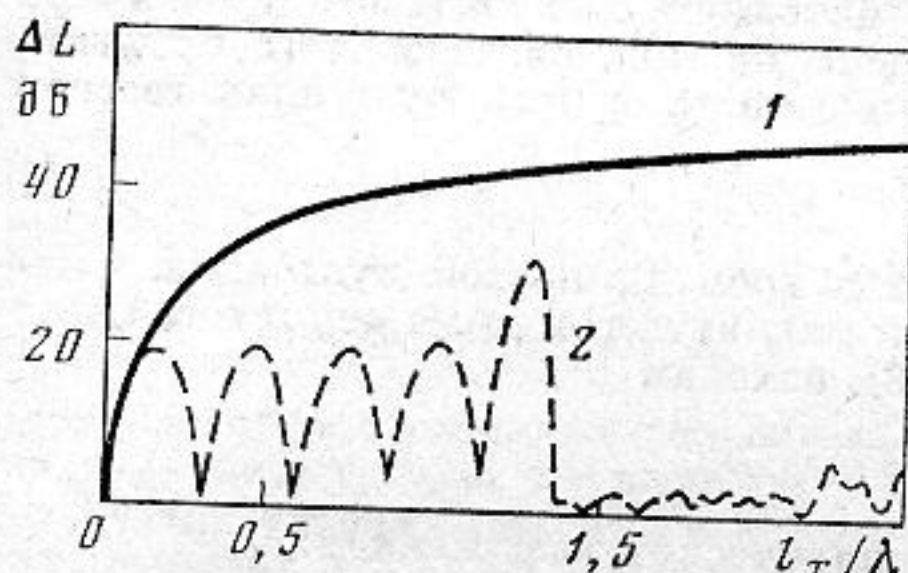
Поступила в редакцию
31.III.1981

УДК 534.833.522.2:621.643

СИНТЕЗ КАМЕРНЫХ ГЛУШИТЕЛЕЙ

Старобинский Р. Н.

Расширительные камеры являются наиболее распространенными элементами заглушающих трактов в системах с узкими трубами. В области низких частот они работают как идеальная акустическая емкость и их заглушение (фиг. 1) пропорционально объему камеры (V) и частоте [1]. При длинах волн, соизмеримых с геометрическими размерами камеры, передача звука существенно увеличивается



Фиг. 1. Заглушение (ΔL) звука цилиндрической камерой (2), с отношением длины к диаметру $L/D=2$ (см. фиг. 2), и идеальной акустической емкостью (1), с одинаковыми ($m_2=31,7$) объемными степенями расширения (отношениями квадратов характерного размера камеры $l_x^2=V^{2/3}$ к среднему геометрическому значению площадей входной и выходной труб)

из-за резонансных явлений [1, 2]. Анализ возможных путей подавления этих явлений и способов увеличения заглушения камер проведен на основе представления передачи звука через камеру суммой передач отдельными собственными формами (модами) колебаний газа в ее объеме [3]. Увеличение заглушений достигается путем избирательного подавления передач низшими модами и расширения за счет этого диапазона частот, в котором характеристики камеры близки к характеристикам идеальной емкости. В областях с невысокой плотностью собственных частот этот метод оказывается чрезвычайно эффективным.

Реализация камер повышенной эффективности достигается следующими способами: увеличением собственных частот первых возбуждаемых мод за счет изменения геометрии камеры; избирательным увеличением декрементов колебаний отдельных мод за счет размещения активных сопротивлений в узлах давления (пучностях скорости) и активных податливостей в пучностях давления подавляе-

мой моды; уменьшением возбудимости камеры и передачи звука за счет размещения срезов впускной и выпускной труб в узлах давления низших мод. Эффективность последнего способа иллюстрируется фиг. 2, где сравнены заглушения настроенной кубической камеры с внутренними трубами и цилиндрической камеры стандартной конструкции того же объема. Четвертым способом уменьшения передачи звука камеры подбираются таким образом, чтобы в спектре ее собственных частот были кратные (одинаковые) собственные частоты, соответствующие различным модам. Компенсация достигается подбором расположения срезов впускной и выпускной труб, обеспечивающим сложение давлений на срезе выпускной трубы от мод с кратными собственными частотами с противоположными знаками.

Комплексное использование перечисленных приемов позволяет синтезировать камеры с достаточно широким набором необходимых характеристик заглушения. В качестве примеров на фиг. 3 приведены схемы камер с внутренними трубами и перегородкой (а, б) и с внутренними трубами и резонансной облицовкой торцов (в). Передачи продольными модами ($\sim \cos n\pi x/L$) с индексами $n=1\div 3$ и $n=5\div 7$ подавляются в этих камерах расположением срезов в узлах давления перечисленных мод ($x_1 \approx 0,75L$ и $x_2 \approx 0,5L$ для камеры б, например). Резонансное возбуждение четвертой ($n=4$) продольной моды подавляется в камерах а и б перегородкой, размещенной в узле давления, в камере в — резонаторами, образованными дырчатыми панелями и