

УДК 534.222.2

О НЕЛИНЕЙНОМ ЗАТУХАНИИ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ УПРУГИХ ИМПУЛЬСОВ

Ю. М. ДУДЗИНСКИЙ

Одесский национальный политехнический университет

Получено 21.03.2005

Рассмотрено уменьшение интенсивности упругих импульсов экспоненциальной формы, распространяющихся в средах с коэффициентом поглощения, пропорциональным первой степени или квадрату частоты. Проведено сравнение теории с результатами экспериментальных исследований акустических полей, создаваемых осесимметричными гидродинамическими излучателями при наличии гидростатического давления в рабочей емкости.

Розглянуто зменшення інтенсивності пружних імпульсів експоненціальної форми, які розповсюджуються у середовищах з коефіцієнтом поглинання, пропорційним до першого ступеня або квадрату частоти. Проведено порівняння теорії з результатами експериментальних досліджень акустичних полів, що створюються осесиметричними гідродинамічними випромінювачами за наявності гідростатичного тиску в робочій ємності.

A decrease of intensity is considered for the exponent-shape elastic pulses propagating in the media with absorption coefficient proportional to the first power or square of frequency. The theory is compared with the results of experimental investigations of acoustic fields induced by axially-symmetric hydrodynamic sources with the availability of hydrostatic overpressure in a working reservoir.

ВВЕДЕНИЕ

Поглощение акустических волн конечной амплитуды может быть связано с различного рода процессами, происходящими в сплошной среде. В твердых телах при распространении ударных импульсов имеют место пластические деформации и усталостные трещины в поверхностном слое. В жидкостях может возникать кавитация, которая существенно уменьшает передаваемую через среду энергию, а это можно интерпретировать как увеличение затухания звука. В подводной акустике это нежелательное явление приводит к ограничению предельной энергии излучения и, как следствие, уменьшению дальности действия гидролокаторов. Дополнительная энергия также затрачивается на процессы эмульгирования нерастворимых одна в другой жидкостей, диспергирования в жидкости твердых частиц, деструктуризацию и др. Эти феномены широко используются для интенсификации ряда технологических процессов.

В жидкостях и газах коэффициент поглощения звуковых волн пропорционален квадрату частоты. В одних твердых телах он линейно зависит от частоты, в других имеет место квадратичная зависимость [1]. В случае монохроматического излучения искажение волн конечной амплитуды может быть представлено как появление и рост при распространении высокочастотных гармоник. С одной стороны, поскольку коэффициент поглощения звука – функция частоты, то поглощение волны зависит от ее спектрального состава. С дру-

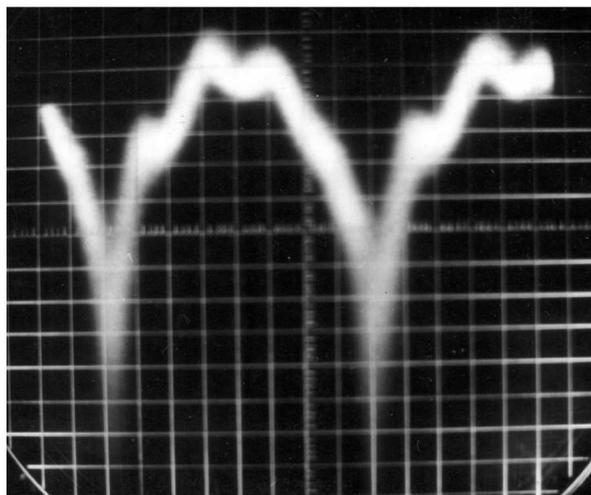


Рис. 1. Оциллограмма акустического сигнала, излучаемого осесимметричными ГДИ

гой стороны, спектр сигнала изменяется при перемещении волнового фронта. Поэтому коэффициент поглощения является пространственной функцией [2, 3].

В случае осесимметричных гидродинамических излучателей (ГДИ) прямого [4] или противоточного [5, 6] типа наблюдаются негармонические короткие импульсы (рис. 1), в спектре которых кроме основной присутствуют высшие гармоники. Зависимость коэффициента поглощения от частоты приводит к тому, что при распространении негармонических волн спектральные со-

ставляющие импульса затухают неодинаково. При этом видоизменяется форма импульса, меняется также соотношение между удельными энергией импульса и поглощенной энергией в данной точке. В этом случае убывание интенсивности плоских волн не подчиняется закону $\sim \exp(-2\alpha\omega^2x)$, а для сферических волн не выполняется закон $\sim r^{-2} \exp(-2\alpha\omega^2r)$, где α – коэффициент поглощения упругих волн; ω – круговая частота; r – координата точки поля.

1. НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛОСКОЙ ВОЛНЕ

Анализ осциллограмм (рис. 1) показал, что одиночный упругий импульс, излучаемый осесимметричным ГДИ, приближенно можно описать суммой двух экспонент:

$$p = \left\{ \exp \left[-\beta_1 \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] - \exp \left[-\beta_2 \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \right\} p_0 \exp(-\alpha\omega x), \tag{1}$$

где p_0 – амплитуда давления вблизи активной зоны звукообразования; t – время; x – координата точки поля; c – скорость звука; β_1, β_2 – безразмерные коэффициенты, соответствующие длительности фронтов импульса. У реальных гидродинамических излучателей размеры тороидального вихря (активной зоны звукообразования) во много раз меньше длин генерируемых упругих волн [2], поэтому их можно рассматривать как точечные источники звука. Ранее было исследовано нелинейное затухание сферически расходящихся волн звукового диапазона, генерируемых ГДИ [7]. Для низких частот (от 1 до 10 кГц) на расстоянии менее 1 м физическое затухание акустических волн практически отсутствует ($\exp(-\alpha\omega x) \rightarrow 1$), но геометрическое затухание существенно отличается от зависимости $\sim r^{-2}$.

Представляет интерес исследование зависимости изменения интенсивности (удельной мощности) акустических импульсов экспоненциальной формы (1) в плоских волнах на высоких частотах. Функция колебательной скорости частиц сплошной среды в плоской волне задается соотношением

$$v = p/(\rho c).$$

Используем теорему Рэяли о спектральной плотности энергии [8], учитывая, что запаздывание по времени на $\Delta t = x/c$ не изменяет значения спектральной плотности. При линейной зависимости

коэффициента поглощения от частоты (1) получаем следующее выражение для удельной мощности, отнесенной к единице поверхности фронта плоской волны:

$$I_{\text{лин}}^{\text{пл}}(x) = \int_0^\infty p v dt = \frac{p_0^2(\beta_2 - \beta_1)^2}{\pi \rho c} \int_0^\infty \frac{\exp(-\alpha_0 \omega x) d\omega}{\omega^4 + \omega^2(\beta_1 + \beta_2)^2 + \beta_1^2 \beta_2^2}.$$

Разлагая подынтегральное выражение на простые дроби, приходим к табличному интегралу [9] и окончательно имеем

$$I_{\text{лин}}^{\text{пл}}(x) = I(x) = \frac{p_0^2(\beta_2 - \beta_1)}{2\rho c(\beta_2 + \beta_1)} \left[\frac{1}{\beta_1} M_0(\xi_1) - \frac{1}{\beta_2} M_0(\xi_2) \right], \tag{2}$$

$$M_0(\xi) = \frac{2}{\pi(\text{ci}(\xi) \sin(\xi) - \text{si}(\xi) \cos(\xi))},$$

где $\xi_{1,2} = \beta_{1,2} \alpha_0 x$; $\text{si}(\xi), \text{ci}(\xi)$ – интегральные синус и косинус; $\alpha_0 = 2\alpha/\omega$.

В случае квадратичной зависимости коэффициента поглощения от частоты упругий импульс можно описать функцией

$$p = \left\{ \exp \left[-\beta_1 \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] - \exp \left[-\beta_2 \left(t - \frac{x}{c} \right) \right] \right\} p_0 \exp(-\alpha\omega^2 x).$$

Проведя аналогичный расчет, также приходим к табличному интегралу [9]. Тогда зависимость интенсивности поля плоской волны от расстояния принимает вид

$$I_{\text{кв}}^{\text{пл}}(x) = \frac{p_0^2(\beta_2 - \beta_1)}{2\rho c(\beta_2 + \beta_1)} \times \left[\frac{1}{\beta_1} \Pi_0(\zeta_1) - \frac{1}{\beta_2} \Pi_0(\zeta_2) \right], \tag{3}$$

$$\Pi_0(\zeta) = [1 - \Phi(\zeta)],$$

$$\Phi(\zeta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \exp(-\zeta^2) d\zeta,$$

где $\Phi(\zeta)$ – интеграл вероятности; $\zeta_{1,2} = \beta_{1,2} \sqrt{\alpha_0 x}$; $\alpha_0 = 2\alpha/\omega^2$. При $x=0$ значения функций $M_0(0)$ и $\Pi_0(0)$ обращаются в единицу и выражения (2) и (3) равны удельной мощности на поверхности излучателя:

$$I_0 = \frac{p_0^2(\beta_2 - \beta_1)^2}{2\rho c \beta_1 \beta_2 (\beta_2 + \beta_1)}.$$

2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Затухание плоских волн исследовалось в абсолютно жесткой акустической трубе (толщина стенки равна диаметру отверстия), заполненной трансформаторным маслом. Измерительный комплекс давал возможность регулировать и поддерживать заданную температуру рабочей жидкости.

На рис. 2 представлена зависимость в относительных единицах интенсивности акустического поля от расстояния. При этом частота следования экспоненциальных импульсов составляла 0.5 МГц (кривая 1), 0.75 МГц (кривая 2) или 1 МГц (кривая 3). Импульсы формировались компьютером, затем через АЦП и усилитель подавались на пьезоэлектрический излучатель. Коэффициент усиления подбирался таким образом, чтобы на расстоянии 0.14 м импульсы разной длительности создавали одинаковый уровень звука. Измерения акустического давления проводились с помощью калиброванного гидрофона, затем вычислялась интенсивность сигнала [10]. Сплошные линии на рис. 2 – результаты расчетов по формуле (3), штриховые – зависимости типа $\sim \exp(-2\alpha\omega^2x)$, характеризующие затухание плоских волн малой интенсивности, точки – результаты экспериментальных измерений. Видно, что при уменьшении длительности импульса (иначе, с увеличением частоты сигнала) возрастает расхождение между экспоненциальной зависимостью и реальным затуханием коротких импульсов. При затухании импульсов до уровня, соответствующего малым возмущениям, начиная с некоторого расстояния, имеет место линейное затухание упругих волн. Как видно на рис. 2, чем ниже интенсивность звука, тем ближе к излучателю располагается точка совпадения.

ВЫВОДЫ

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Получена аналитическая зависимость интенсивности коротких экспоненциальных импульсов в плоских волнах от координаты точки поля.
2. Показано, что в ближней зоне имеет место существенное отклонение от экспоненциального закона спада интенсивности звука с увеличением расстояния.
3. При уменьшении длительности экспоненци-

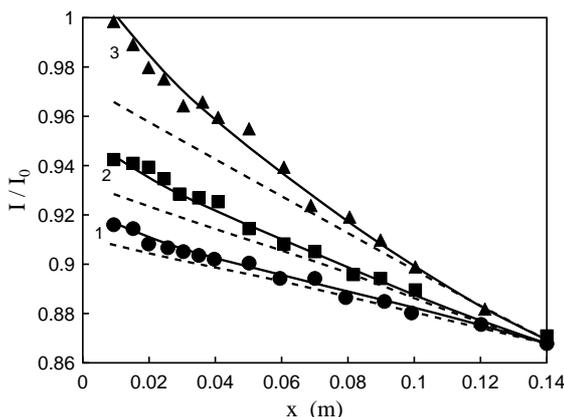


Рис. 2. Убывание интенсивности плоской бегущей волны при длительности импульса:
 1 – $\tau=2$ мкс; 2 – $\tau=1.333$ мкс; 3 – $\tau=1$ мкс;
 сплошные – расчет по формуле (3);
 штриховые – $\sim \exp(-2\alpha\omega^2x)$

альных импульсов и возрастании уровня сигнала нелинейное затухание в ближней зоне существенно возрастает.

1. Полякова А. Л. Поглощение звука // Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Под ред. И. П. Голяминой. – М.: Сов. энцикл, 1979. – С. 257–264.
2. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966. – 520 с.
3. Наугольных К. А. Поглощение волн конечной амплитуды // Мощные ультразвуковые поля (Физика и техника мощного ультразвука). – М.: Наука, 1968. – С. 7–50.
4. Дудзинский Ю. М., Сухарьков О. В., Маничева Н. В. Энергетика прямогоного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления // Акуст. вісник. – 2004. – 7, N 1. – С. 40–45.
5. Дудзинский Ю. М., Маничева Н. В., Назаренко О. А. Оптимизация параметров широкополосного акустического излучателя в условиях избыточных статических давлений // Акуст. вісн. – 2001. – 4, N 2. – С. 38–46.
6. Дудзинский Ю. М., Попов В. Г. Вынужденные колебания осесимметричной затопленной струйной оболочки // Прикл. мех. – 2005. – 41, N 4. – С. 60–65.
7. Дудзинский Ю. М. Ближнее поле осесимметричного гидродинамического излучателя // Акуст. вісн. – 2004. – 7, N 4. – С. 48–51.
8. Харкевич А. А. Спектры и анализ. – М.: Физматгиз, 1962. – С. 23.
9. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Физматгиз, 1963. – С. 326–352.
10. Клюкин И. И., Колесников А. Е. Акустические измерения в судостроении. – Л.: Судостроение, 1982. – 255 с.