

## ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СТРУЙНЫХ ОБОЛОЧЕК И СВОЙСТВ ЖИДКОСТИ НА СПЕКТР ЗВУКА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Ю. М. ДУДЗИНСКИЙ

*Одесский национальный политехнический университет*

Models of a direct-flow and counter-flow hydrodynamic radiator as a cylindrical environment with various boundary conditions are considered. The task of the compelled fluctuations of these dynamic systems consider revising. The received expressions for amplitude-frequency characteristics of jet environments are compared to experimentally measured spectra of a generated sound. The analysis has shown, that the spectrum of a generated acoustic signal is identical to the amplitude-frequency characteristic of the flooded jet environment. On a theoretical spectrum, time functions of a signal have been received and their comparison with experimental soundtracks is carried out. Dependence of a spectrum of an acoustic signal on geometrical parameters of a jet environment and hydrostatic pressure in a liquid is analyzed. The submitted model allows to expect spectral characteristics of the sound generated by axially symmetric hydrodynamic radiators.

### ВВЕДЕНИЕ

В осесимметричных гидродинамических излучателях (ГДИ) акустических волн часть кинетической энергии затопленной струи жидкости превращается в энергию акустических колебаний [1]. Условно их можно разделить на противоточные [2, 3] и прямоточные излучатели [4, 5]. Схема прямоточного ГДИ с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием представлена на рис. 1а. Частоту основной гармоники акустического сигнала задает упругая затопленная струйная оболочка 2 (цилиндрической или конической формы). Осесимметричная струя вытекает из кругового щелевого сопла 1 и формируется в оболочку ступенчатым препятствием 3. Накопителем энергии является неустойчивый первичный вихрь 4 с развитой кавитацией в форме тороида (рис. 1б). Пульсации вихря возбуждают струйную оболочку, которая совершает изгибные колебания. В фазе растяжения её свободного основания каверны из первичного вихря переносятся потоком наружу и создаётся вторичный тороидальный вихрь. Паровые каверны внутри вторичного тороида захлопываются и генерируют упругие волны высокой интенсивности. При оптимальной скорости струи на выходе кольцевого сопла, когда частота пульсаций вихря совпадает с собственной частотой оболочки, наблюдается максимальный уровень тонального звука. В случае противоточного ГДИ (рис. 1в) жидкость вытекает из сопла 1 и формируется в упругую затопленную струйную оболочку 2 отражателем с параболической лункой 3. Во внутренней области образуется неустойчивый первичный вихрь с развитой кавитацией 4 в форме тороида (рис. 1г). Принцип гидродинамического звукообразования полностью идентичен описанному выше [4, 5].

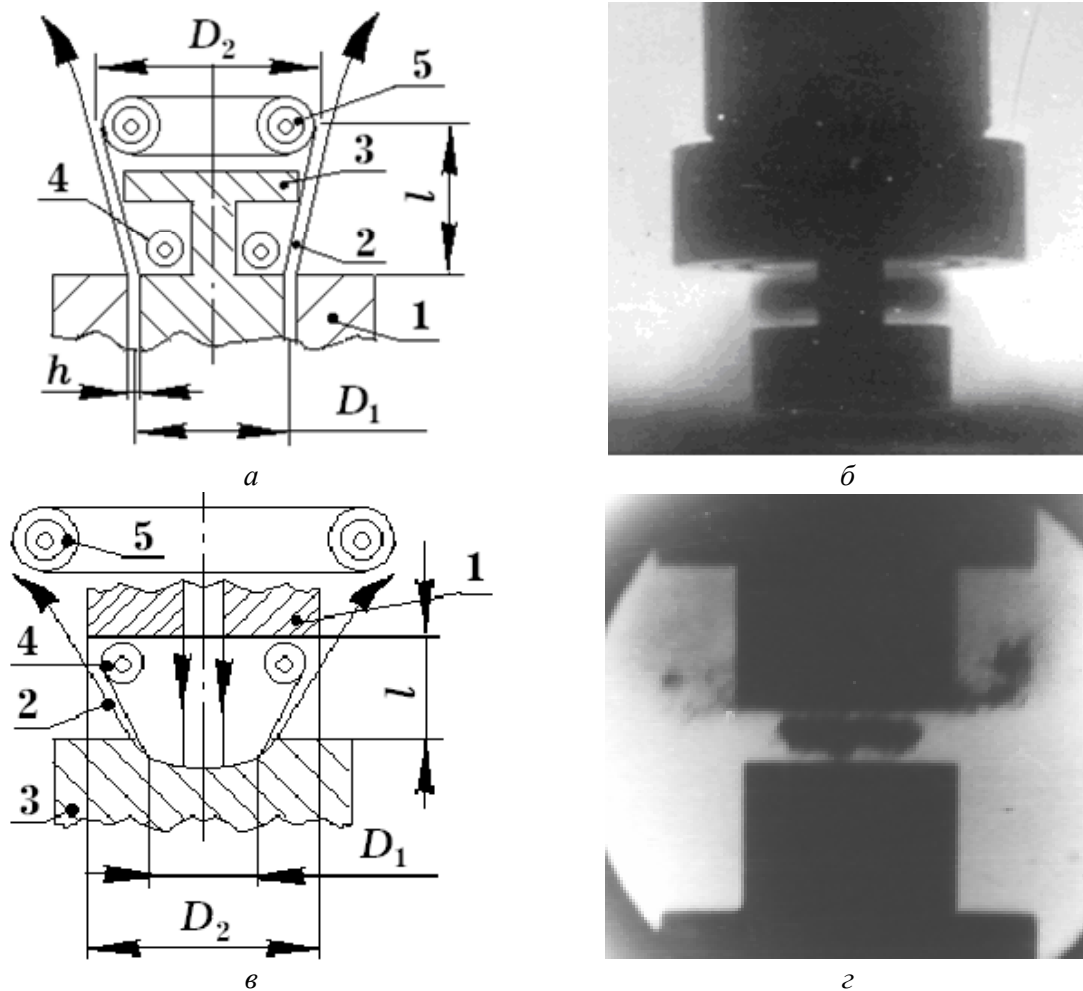


Рис. 1. Осесимметричные гидродинамические излучатели:  
а, б – прямоточный с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием; в, г – противоточный

### МОДЕЛЬ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУЙНОЙ ОБОЛОЧКИ

У данных излучателей частотную характеристику акустического сигнала задает упругая затопленная струйная оболочка, а накопителем энергии является первичный вихрь с развитой кавитацией в форме тороида. Пульсации вихря возбуждают оболочку, которая совершает изгибные колебания. При оптимальной скорости струи, когда частота пульсаций первичного вихря совпадает с собственной частотой оболочки, наблюдается максимальный уровень тонального звука [5]. В случае прямоточного ГДИ одно основание струйной оболочки жестко зашпемлено (на торце кольцевого сопла), другое – свободно [3]. У противоточного ГДИ одно основание оболочки жестко зашпемлено (на торце отражателя), другое – шарнирно закреплено [4]. В работе [6] были получены выражения для амплитуды изгибных колебаний струйных оболочек обоих типов излучателей. В частности, амплитуда изгиба свободного края для прямоточных ГДИ выше и ниже резонансной частоты, соответственно,

$$\begin{aligned}
 w_{\text{прям}}^{\text{ВЧ}} &= \frac{F_0 (\cos(k\ell) + \text{ch}(k\ell))}{k^4 (1 + \cos(k\ell) \cdot \text{ch}(k\ell))}, & k &= \sqrt[4]{\frac{12(\rho r^2 \omega^2 - E)}{E h^2 r^2}}, & F_0 &= \frac{12 Q_0}{E h^3} \\
 w_{\text{прям}}^{\text{НЧ}} &= \frac{F_0 \cos(\bar{p}\ell) \cdot \text{ch}(\bar{p}\ell)}{2 \bar{p}^4 (1 + \text{sh}^2(\bar{p}\ell) + \cos^2(\bar{p}\ell))}, & p &= \sqrt[4]{\frac{12(E - \rho r^2 \omega^2)}{E h^2 r^2}}, & \bar{p} &= \frac{p}{\sqrt{2}},
 \end{aligned} \tag{1}$$

Для противоточных ГДИ аналогичные функции имеют вид

$$\begin{aligned}
 w_{\text{прот}}^{\text{ВЧ}} &= \frac{F_0 \cdot [\sin(k\ell) \cdot \text{sh}(k\ell) + \cos(k\ell) - \text{ch}(k\ell)]}{k^4 \sin(k\ell) \cdot \text{sh}(k\ell)}, \\
 w_{\text{прот}}^{\text{НЧ}} &= \frac{F_0 [3 \sin(\bar{p}\ell) \cdot \text{sh}(\bar{p}\ell) - 2 \cos(\bar{p}\ell) \cdot \text{ch}(2\bar{p}\ell) + \cos(2\bar{p}\ell) - \text{ch}(2\bar{p}\ell)]}{4 \bar{p}^4 [\cos(2\bar{p}\ell) - \text{ch}(2\bar{p}\ell)]}.
 \end{aligned} \tag{2}$$

В выражения (1) и (2) входят следующие параметры:  $k$  – волновое число оболочки,  $r, \ell, h$  – средний радиус  $\left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)$ , длина и толщина струйной оболочки, соответственно;  $\rho$  – плотность жидкости;  $Q_0$  – амплитуда удельной силы, приложенной к единице внутренней боковой поверхности струи. Модуль упругости струйной оболочки  $E$  определяется через коэффициент объемной сжимаемости жидкости [7]:

$$E = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \chi_i (P^* + \Delta P_{cm})^i, \tag{3}$$

где  $P^*$  – прочность жидкости на разрыв (порог кавитации),  $\chi_1, \chi_2, \chi_3$  – линейный и первые два нелинейные параметры в модели жидкости Тэта,  $\Delta P_{cm}$  – статическое давление в невозмущенной жидкости, избыточное по сравнению с атмосферой. Параметры  $\chi_i$  практически не изменяются в широком диапазоне температур и давлений, но зависят от объема включений (мелкодисперсные твердые частицы, кавитационные пузырьки и др.) [8, 9].

Функции (1) и (2) при условии  $k = 0$  имеют разрыв. Это должно отвечать резонансным колебаниям оболочки на основной (наименьшей собственной) частоте, что совпадает с результатами [10, 11], полученными раньше:

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\frac{k_0^4 h^2 r^2 + 12}{12 \rho r^2}} E.$$

В этой точке меняется фаза колебаний. Поскольку интерес представляет амплитудная спектральная характеристика сигнала, то предлагается для расчётов использовать модуль функций (1) и (2). Волновое число оболочки отвечает минимальной частоте и получено как наименьший корень соответствующего трансцендентного уравнения:

- для прямого ГДИ  $k_0 = 1.8751/\ell$ ,

- для протivotочного ГДИ  $k_0 = 1.5708/\ell$ .

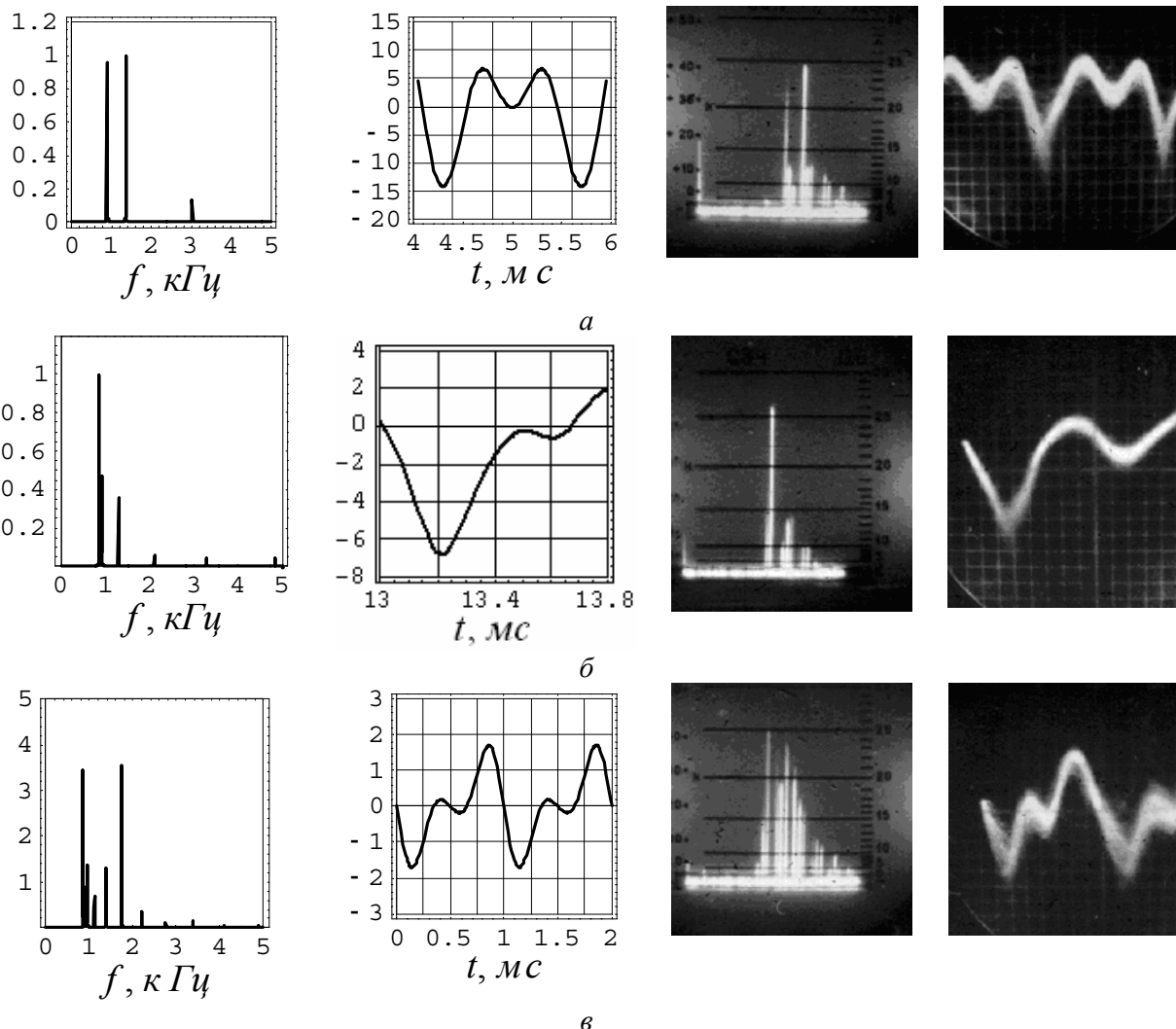


Рис.2. Влияние длины струйной оболочки прямооточного ГДИ на характеристики акустического сигнала:  
 а –  $\ell = 7\text{ мм}$ , б –  $\ell = 12\text{ мм}$ , в –  $\ell = 25\text{ мм}$

## АНАЛИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выражение для амплитуды изгибных колебаний свободного края струйной оболочки имеет ряд экстремумов. Анализ спектров акустических полей выявил большую степень их сходства с видом функции (1) для ГДИ прямооточного типа и (2) – для ГДИ протivotочного типа. С помощью обратного преобразования Фурье можно получить временную функцию, близкую к экспериментальной осциллограмме сигнала, генерируемого реальными излучателями. Этот факт дополнительно подтверждает сделанные ранее [8, 9, 10] выводы об активной роли упругой струйной оболочки в процессе гидродинамического звукообразования данными излучающими системами.

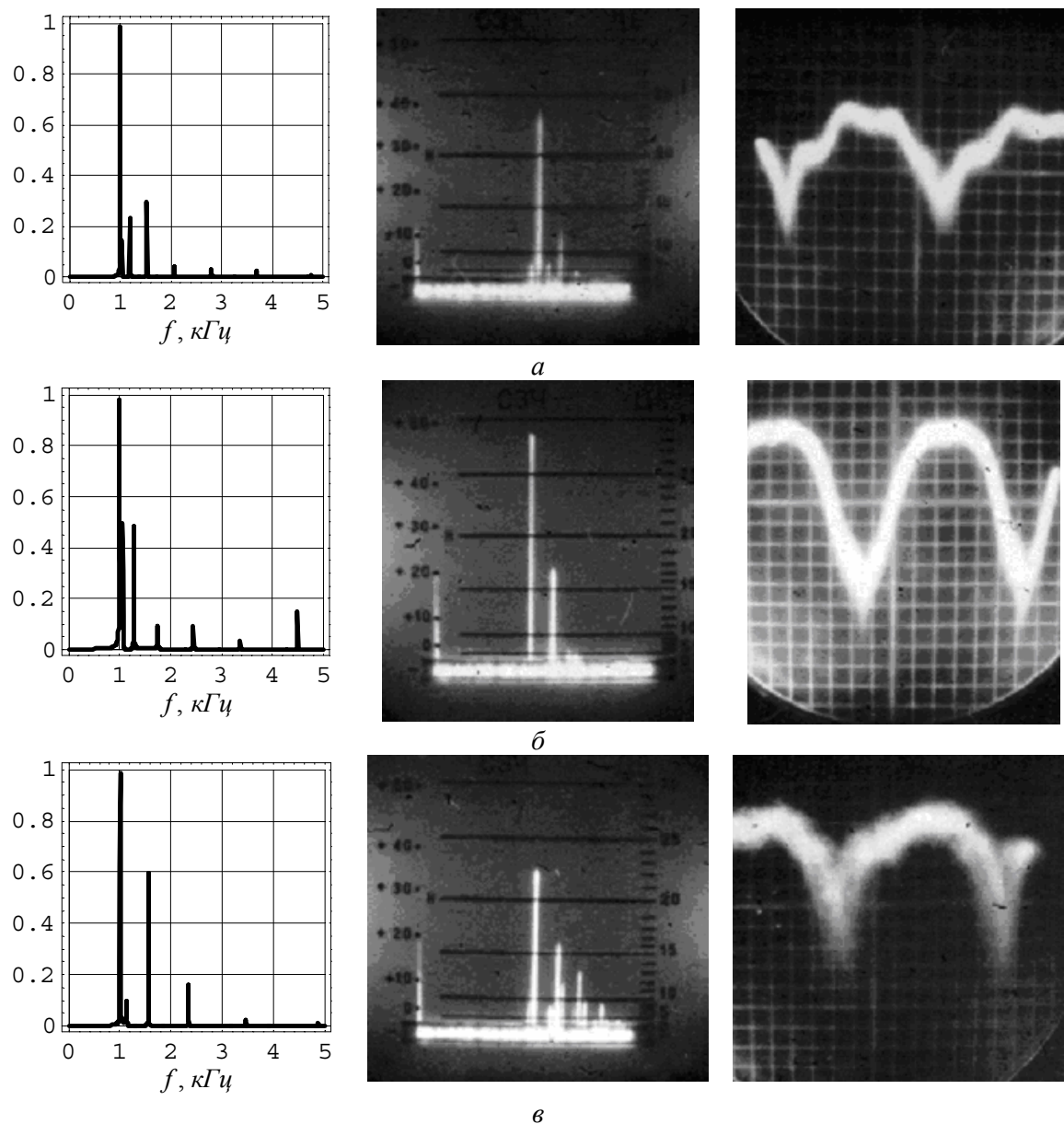


Рис.3 Теоретический и экспериментальный спектры, осциллограмма акустического сигнала, генерированного погруженной осесимметрично струйной оболочкой, толщиной:  
 а –  $h = 0.11\text{мм}$  ; б –  $h = 0.14\text{мм}$  ; в –  $h = 0.20\text{мм}$

На первом этапе было проведено сравнение результатов расчётов со спектрограммами и фонограммами акустических полей, генерируемых излучателем прямоочного типа, схема которого представлена на рис. 1а. При неизменном среднем радиусе ( $r = 9\text{мм}$ ) и толщине ( $h = 1\text{мм}$ ) струйной оболочки изменялась её длина  $\ell$  путём регулировки расстояния от ступенчатого препятствия до торца кольцевого сопла. Рабочая жидкость – отстоянная в течение трёх недель водопроводная вода. Поскольку ГДИ находится на глубину  $0.3\text{м}$ , то избыточным статическим давлением  $\Delta P_{ст}$  можно пренебречь. Результаты

расчётов по формуле (1) спектров акустических полей и соответствующих им временных функций сигналов представлены графиками на рис. 2. Там же на фотографиях изображены результаты экспериментальных исследований временных зависимостей и спектров акустических волн, которые генерирует гидродинамический излучатель с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием. При этом длина цилиндрической оболочки, соответственно, составляет:  $\ell = 7\text{мм}$  (рис. 2а),  $\ell = 12\text{мм}$  (рис. 2б) и  $\ell = 25\text{мм}$  (рис. 2в).

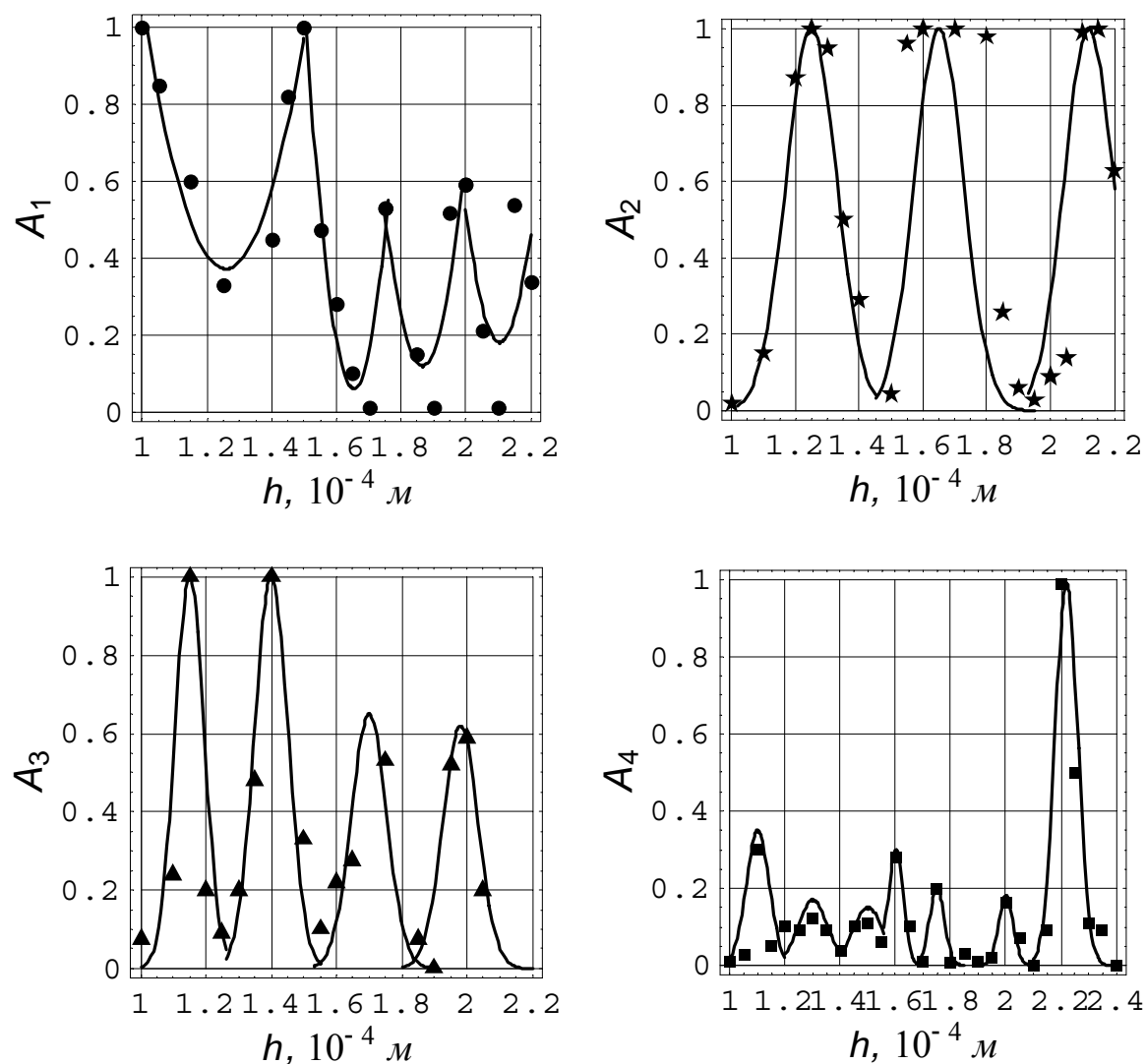


Рис. 4. Зависимость уровня первой ( $A_1$ ), второй ( $A_2$ ), третьей ( $A_3$ ) и четвертой ( $A_4$ ) спектральных составляющих сигнала от толщины струйной оболочки

На втором этапе было проведено сравнение результатов расчётов со спектрограммами и фонограммами акустических полей, генерируемых излучателем противоточного типа, схема которого представлена на рис. 1б. Средний радиус эквивалентной струйной оболочки  $r = 4.7\text{мм}$ , ее длина  $\ell = 4.5\text{мм}$ , а толщина путем увеличения скорости струи на

выходе из сопла изменялась в пределах  $h = (0.10 \dots 0.25)$  мм. Рабочей жидкостью было трансформаторное масло. Результаты расчетов и измерений представлены на рис. 3. Как и в предыдущем эксперименте модуль функции амплитуды изгибных колебаний свободного края струйной оболочки хорошо совпадает со спектром генерированного звука.

Как видно на рис. 2 и рис. 3, имеет место нелинейный эффект “перекачки” энергии из основной (низшей) гармоники в высшие. Теперь имеет смысл оценить, каким образом изменяется уровень спектральных составляющих с ростом параметра  $h$ . Зависимости от толщины струйной оболочки уровня первой ( $A_1$ ), второй ( $A_2$ ), третьей ( $A_3$ ) и четвертой ( $A_4$ ) гармоник (рис. 4) получены в результате анализа теоретических спектрограмм, вычисленных по формуле (2). Точками представлены результаты экспериментальных измерений спектров акустических полей, создаваемых противоточным осесимметричным гидродинамическим излучателем.

## ВЫВОДЫ

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы

1. В осесимметричных гидродинамических излучателях упругая затопленная струйная оболочка играет активную роль в формировании акустических волн. Спектр сигнала приближен амплитудно-частотной характеристике оболочки.
2. Изменение геометрических параметров затопленной струйной оболочки приводит к существенному изменению спектра и формы звуковых импульсов. При этом меняется число спектральных линий, соотношение между уровнями основной гармоники и высших.
3. Получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов.
4. Зависимости уровней спектральных составляющих от толщины оболочки свидетельствуют, что имеет место перераспределение интенсивности звука между гармониками при изменении геометрических параметров. При этом чрезмерное увеличение толщины приводит к существенному снижению уровня первой и повышению уровня высших гармоник.
5. Разработанная методика позволяет проводить оценку акустических сигналов на стадии расчетов и проектирования осесимметричных гидродинамических излучателей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Назаренко А. Ф. Гидродинамические излучатели. В кн.: Ультразвук. Маленькая энциклопедия. – М.: “Советская энциклопедия”, 1977. – С. 79 – 81.
2. Дудзінський Ю. М., Сухарьков О. В. Спектр звуку, генерированного зануреною осесимметричною струминною оболонкою // Мат. методи та фізико-мех. поля. – 2007. – 50, № 2. – С. 129 – 134.
3. Дудзинский Ю. М. Динамика затопленной осесимметричной кольцевой струи // Доповіді НАН України. – 2006, №1. – С. 46 – 51.

4. Дудзінський Ю. М. Динаміка струминної оболонки і спектр акустичного сигналу // Вісник Київського ун – ту, серія: фізико-мат. науки.– 2006.– , №3.– С. 89 – 97.
5. Дудзинский Ю. М. Динамика затопленных струйных оболочек и спектр акустического сигнала / 9-я междунар. конф. “Dynamical System Modeling and Stability Investigation” – “DMSMI – 2007”: Тез. докл.– Киев, 2007.– С. 287.
6. Дудзинский Ю. М. Амплитудно-частотные характеристики осесимметричных струйных оболочек // Акуст. вісн.– 2005.– 8, № 3.– С. 44 – 49.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика, том 6.– М.: Физматгиз, 1986. – 400 с.
8. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей.– М.: Гос. Изд-во технико-теоретической литературы, 1951.– 200с.
9. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику.– М.: Наука, 1966.– 520с.
10. Дудзинский Ю. М., Дащенко А. Ф. Собственные колебания струйной оболочки в условиях гидростатического давления // Прикл. мех.– 2004.– 40, № 12.– С. 92 – 98.
11. Дудзінський Ю. М. Моделі акусто-гідродинамічних сенсорів порога кавітації рідини // Мат. методи та фізико-мех. поля.– 2005.– 48, №4.– С. 199 – 204.