

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ПРЯМОТОЧНЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ**

**THE EXPERIMENTAL RESEARCH OF ACOUSTIC CHARACTERISTICS OF AXIALLY SYMMETRIC DIRECT-FLOW HYDRODYNAMIC RADIATORS**

**Аннотация.** Представлены результаты экспериментального исследования акустических характеристик осесимметричных прямооточных гидродинамических излучателей в зависимости от геометрических параметров ступенчатого цилиндрического препятствия.

**Summary.** The experimental research of acoustic characteristics of axially symmetric direct-flow hydrodynamic radiators as function of geometric parameters barrier are presented.

В задачах подводной связи и гидролокации традиционно проявляется интерес к разработке и исследованию низкочастотных излучателей упругих волн в диапазоне 50 Гц ... 10 кГц. Это связано с проблемой обеспечения большей дальности действия и помехоустойчивости гидроакустической аппаратуры (см., например, [1 ... 8]). Анализ теоретических и экспериментальных исследований осесимметричных гидродинамических излучателей (ГДИ) показал их перспективность для решения задач подводной связи [2 ... 8]. В результате теоретических исследований установлено, что моделью таких ГДИ может служить упругая затопленная оболочка-струя [2, 4, 5, 6]. В работе [6] получена аналитическая зависимость частоты основного тона акустического сигнала от геометрических параметров оболочки-струи и гидродинамических параметров жидкости для осесимметричного прямооточного ГДИ. Ранее была проведена проверка соответствия разработанной модели для случая, когда у реальных прямооточных излучателей изменялись только параметры кольцевого сопла [8]. Однако представляет интерес исследовать границы применимости математической модели при изменении геометрических параметров ступенчатого препятствия.

Цель данной статьи – экспериментальное исследование акустических характеристик осесимметричных прямооточных гидродинамических излучателей в зависимости от геометрических параметров ступенчатого цилиндрического препятствия.

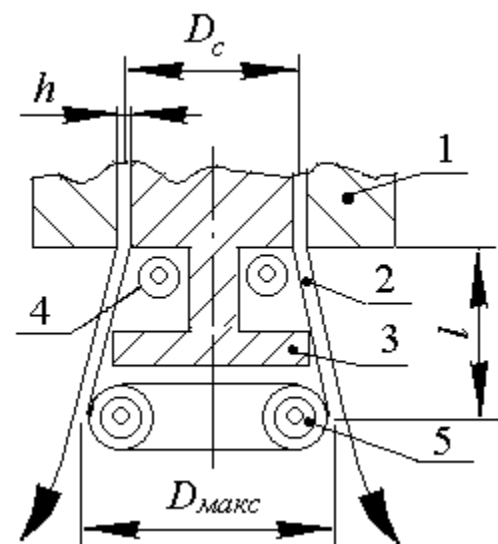


Рисунок 1 – Модель осесимметричного прямооточного ГДИ

Рассмотрим модель прямооточного ГДИ с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием в виде упругой затопленной осесимметричной оболочки-струи (рис. 1), которая работает в режиме автоколебаний [4, 6]. Из кругового щелевого сопла 1 вытекает с заданной скоростью ( $V = 20...50$  м/с) затопленная оболочка-струя 2, один край которой жестко защемлен на выходе из сопла. Другое основание оболочки можно принять свободным. Ступенчатое препятствие 3 способствует тому, что часть кинетической энергии струи расходуется на формирование первичного вихря 4, внутри которого за счет эффекта Бернулли создаются условия для развития кавитации. Дальнейшее нагнетание жидкости из сопла 1 способствует возрастанию давления в области 4, что приводит к периодическому выбросу содержимого кавитационной области наружу в фазе растяжения свободного края оболочки. Пульсации тороидального вихря 4 возбуждают колебания струйной оболочки 2 на её собственной частоте. Выброшенные парогазовые пузырьки сносятся потоком и за счет эффекта Кармана образуют вторичный тороидальный вихрь 5, который генерирует тональный звук в результате синфазного схлопывания кавитационных пузырьков.

В процессе работы ГДИ часть потока струи уходит в окружающее пространство и в автоколебаниях не участвует, поэтому в рассмотренной модели высота оболочки-струи определяется расстоянием от щелевого сопла 1 до центра вторичного вихря 5. Осесимметричный прямооточный излучатель характеризуется геометрическими параметрами:  $D_c$ ,  $D_{\max}$ ,  $l$ ,  $h$  – диаметры оснований, длина и толщина оболочки, соответственно. Гидродинамические параметры излучателя:  $\rho$ ,  $\Gamma$ ,  $P_0$ ,  $\Delta P_{ст}$

– плотность, параметр адиабатической сжимаемости, внутреннее давление в жидкости, избыточное по сравнению с атмосферным статическое давление в жидкости соответственно. Поскольку струйная оболочка имеет длину порядка радиуса ( $\pi R/l \sim 1$ ), то угол между образующей и высотой мал. Это позволяет выбрать в качестве базовой модели цилиндрическую оболочку с усредненным радиусом  $R$ , длиной  $l$  и толщиной  $h$ , одно основание которой жестко зацементировано ( $x = 0$ ), другое основание – свободно ( $x = l$ ) (рис. 2).

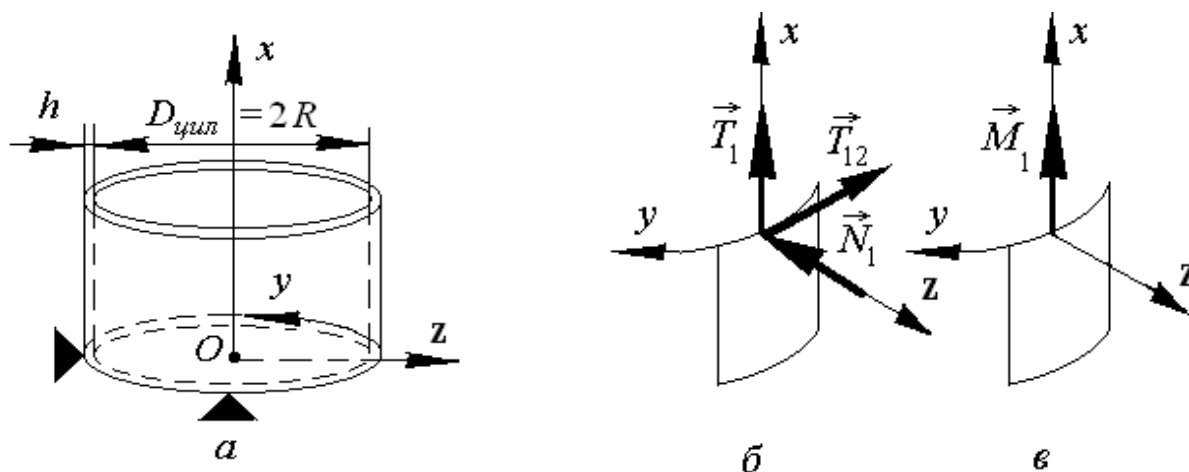


Рисунок 2 – Цилиндрическая затопленная оболочка-струя (а), эквивалентные силы (б) и эквивалентные моменты (в), действующие на элемент оболочки

Оболочка-струя деформируется под действием сил, равномерно распределенных по ее внутренней поверхности (все геометрические параметры считаются известными). Координаты точки на срединной поверхности оболочки определяются в осях:  $x, y, z$  – продольная, окружная и нормаль соответственно.

С учетом осевой симметрии оболочки и ее деформации только в направлении нормали к поверхности на произвольно выделенный элемент (рис. 2) действуют тангенциальные силы  $\vec{T}_1$  и  $\vec{T}_{12}$ , перерезывающая сила  $\vec{N}_1$ , изгибающий момент  $\vec{M}_1$ . Используя известные соотношения из теории упругости Кирхгофа-Лява [9] между деформациями и напряжениями, между усилиями и напряжениями, между моментами и усилиями, можно записать систему дифференциальных уравнений собственных колебаний цилиндрической оболочки (затуханием пренебрегаем) в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_1}{\partial x} - \rho h \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= 0, & \frac{\partial N_1}{\partial x} - \frac{\mu}{R} T_1 + \left( \frac{Eh}{R^2} - \rho h \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) w &= 0, \\ \frac{\partial M_1}{\partial x} - N_1 &= 0, & \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\mu}{R} v - \frac{1-\mu^2}{Eh} T_1 &= 0, \\ \frac{\partial w}{\partial x} + \Psi &= 0, & \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{12 \cdot (1-\mu^2)}{Eh^3} M_1 &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

В системе (1) через  $u, v, w$  обозначены смещения элемента срединной поверхности оболочки в направлениях осей  $x, y$  и  $z$  соответственно;  $E, \mu$  – модуль объемной упругости и коэффициент Пуассона материала оболочки;  $t$  – время; угол между осями  $z$  и  $y$ :  $\Psi = -\frac{1}{B} \cdot \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{v}{R}$ . Было учтено, что в случае цилиндрической оболочки параметры Ламе  $B = R, A = 1$  [9].

Примем коэффициент Пуассона  $\mu = 0$ , что обусловлено моделью: материал оболочки – жидкость и эта колебательная система находится в затопленном состоянии в этой же рабочей жидкости. Искомые смещения элемента оболочки имеют вид гармонических функций:

$$u(x, t) = u(x) \cdot e^{i\omega t}; \quad v(x, t) = v(x) \cdot e^{i\omega t}; \quad w(x, t) = w(x) \cdot e^{i\omega t}, \quad (2)$$

где  $\omega$  – круговая частота.

Решение системы уравнений (1) позволило получить выражение для теоретического расчета частоты основной гармоники колебаний [6], генерируемых прямоточным ГДИ:

$$f_0 = \frac{1}{\pi \cdot D_{\text{цил}}} \cdot \sqrt{\frac{[12 + 0,25 \cdot (1,8751/l)^4 h^2 D_{\text{цил}}^2] \cdot \Gamma \cdot (P_* + \Delta P_{\text{ст}})}{36\rho}}, \quad (3)$$

где средний диаметр эквивалентного цилиндра  $D_{\text{цил}} = 2R = (D_c + D_{\text{макс}})/2$ ,  $D_c$  – средний диаметр сопла ГДИ, а  $D_{\text{макс}}$  – диаметр свободного края оболочки. Параметры  $D_{\text{макс}}$  и  $l$  можно оценить по фотографиям работающего излучателя [8].

Для проверки предложенной математической модели [6] и оптимизации геометрических параметров ступенчатого цилиндрического препятствия были исследованы акустические характеристики прямоточных ГДИ, у которых ширина щели кольцевого сопла  $a$  изменялась в интервале от 0,5 до 1,5 мм, а средние диаметры сопла принимали значения от 13 до 26 мм. У всех ГДИ угол между конической поверхностью обтекателя 1 и цилиндрической поверхностью корпуса 2 излучателя  $\alpha = 13,5^\circ$ , при этом высота цилиндрической части обтекателя  $b = 4a$  [8]. Для изменения длины  $l$  оболочки-струи и геометрических параметров препятствия использовался набор различных ступенчатых препятствий 4 (см. рис. 3).

В ходе экспериментов излучатели помещались в ёмкость с водопроводной водой, которая для достижения стабильного газосодержания предварительно отстаивалась в течение двух недель. Глубина погружения ГДИ в рабочей ёмкости соответствовала избыточному гидростатическому давлению 3 кПа. Истечение струи из сопла ГДИ с оптимальной скоростью [8] достигалось использованием насоса с плавно регулируемым расходом. Акустическое давление воспринималось пьезокерамическим гидрофоном с чувствительностью 22 мкВ/Па, сигнал с которого поступал на электронный вольтметр, спектроанализатор и осциллограф. Гидрофон устанавливался в зоне линейного затухания экспоненциального упругого импульса, генерируемого излучателем [7]. Проведенные исследования показали, что геометрические параметры ступенчатого препятствия оказывают существенное влияние на формирование первичной тороидальной кавитационной области 4, колебания струйной оболочки 2 и синфазное схлопывание кавитационных пузырьков в зоне гидродинамического звукообразования 5 (см. рис. 1).

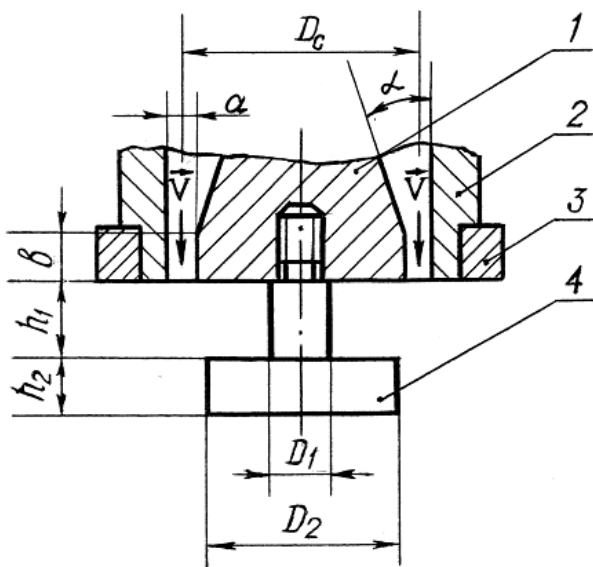


Рисунок 3 – Схема прямоточного ГДИ:  
1 – обтекатель, 2 – корпус, 3 – кольцевой насадок,  
4 – ступенчатое цилиндрическое препятствие

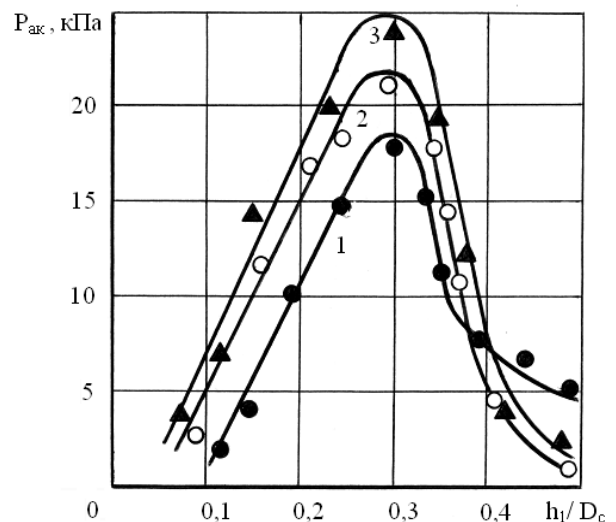


Рисунок 4 – Зависимость акустического давления от параметра  $h_1/D_c$  для значений основного типоразмера излучателя  $a/D_c$  [мм/мм]:  
1 – 0,5/13; 2 – 0,5/19,5; 3 – 0,5/26

На рис. 4 представлена зависимость акустического давления от параметра  $h_1/D_c$ , связывающего расстояние  $h_1$  между торцевым сечением сопла и большим цилиндром препятствия со средним диаметром сопла (см. рис. 3). Экспериментальные кривые представлены для трёх значений основного типоразмера излучателя  $a/D_c$ , определяемого как отношение ширины щели кольцевого сопла  $a$  к среднему диаметру сопла  $D_c$ . Параметр  $a/D_c$  принимал значения 0,5/13; 0,5/19,5; 0,5/26 [мм/мм], при этом оптимальная скорость истечения струи на выходе из сопла излучателя  $V_{\text{опт}} = 31; 34,5; 37,5$  [м/с] соответственно [8]. Зависимость акустического давления от параметра  $h_1/D_c$  для каждой из кривых характеризуется наличием экстремума и принимает максимальное значение при  $h_1 = (0,25 \dots 0,35) D_c$ .

На рис. 5 представлена теоретическая зависимость частоты основной гармоники звука от длины  $l$  эквивалентной струйной оболочки (см. рис. 1) для тех же значений основного типоразмера излучателя  $a/D_c$ . Расчёт произведен по формуле (3).

Отметим, что в диапазоне регулирования параметра  $h_1 = (0,15 \dots 0,40) D_c$  излучатели генерируют интенсивные колебания и наблюдается хорошее соответствие теоретического расчёта частоты основного тона звука (кривые 1, 2, 3) с экспериментальными данными (см. рис. 5). Увеличение расстояния  $h_1$  между торцевым сечением сопла и большим цилиндром препятствия ведёт к возрастанию длины эквивалентной струйной оболочки и уменьшению частоты основной гармоники генерируемых колебаний обратно пропорционально длине оболочки.

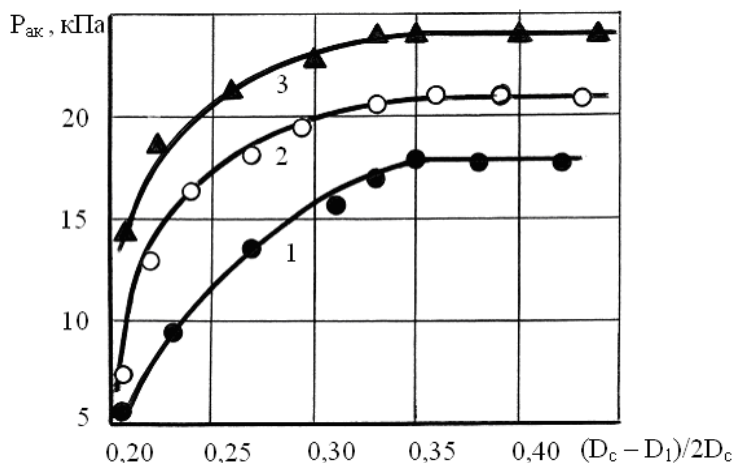


Рисунок 6 – Зависимость акустического давления от параметра  $(D_c - D_1) / (2D_c)$  для значений основного типоразмера  $a/D_c$  [мм/мм]:  
1 – 0,5/13; 2 – 0,5/19,5; 3 – 0,5/26

ному возрастанию звукового давления и понижению частоты основного тона. Так, например, изменение данного параметра в указанных пределах для ГДИ с основным типоразмером  $a/D_c = 0,5/13$  [мм/мм] позволяет повысить акустический сигнал примерно в 3,6 раза (см. рис. 6, кривая 1). Частота первой гармоники при этом уменьшается от 1210 до 860 Гц. Дальнейшее углубление кольцевого паза (уменьшение диаметра  $D_1$  малого цилиндра препятствия) на интенсивность генерируемых колебаний и частоту основного тона практически не влияет. Из конструктивных соображений увеличить

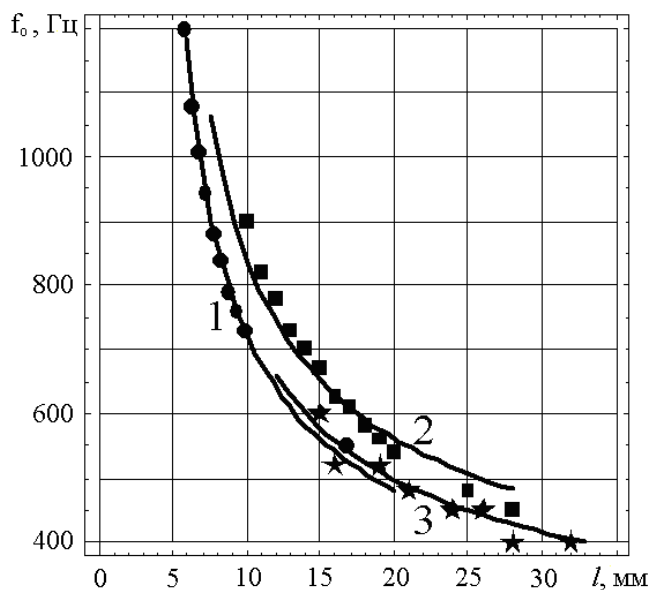


Рисунок 5 – Зависимость частоты основной гармоники звука от длины эквивалентной струйной оболочки для значений основного типоразмера излучателя  $a/D_c$  [мм/мм]:  
1 – 0,5/13; 2 – 0,5/19,5; 3 – 0,5/26

На рис. 6 представлена зависимость звукового давления от параметра  $(D_c - D_1) / (2D_c)$ , где  $(D_c - D_1) / 2$  определяет глубину кольцевого паза, в котором происходит локализация первичной тороидальной кавитационной области 4 (см. рис. 1). В ходе этого эксперимента расстояние между торцевым сечением сопла и большим цилиндром препятствия  $h_1 = 0,3 D_c$ . При малых значениях параметра  $(D_c - D_1) / (2D_c)$  (0,15...0,20) кавитационная область 4 деформирована и несколько вытеснена за пределы кольцевого паза, что приводит к уменьшению амплитуды колебаний струйной оболочки. В этом случае излучатели, работающие в оптимальном скоростном режиме, генерируют звуковые волны малой интенсивности.

Увеличение этого параметра от 0,20 до значения 0,35 ведёт к значитель-

глубину кольцевого паза более чем  $0,38 D_c$  и, тем самым, уменьшать диаметр малого цилиндра до нуля нецелесообразно (см. рис. 3).

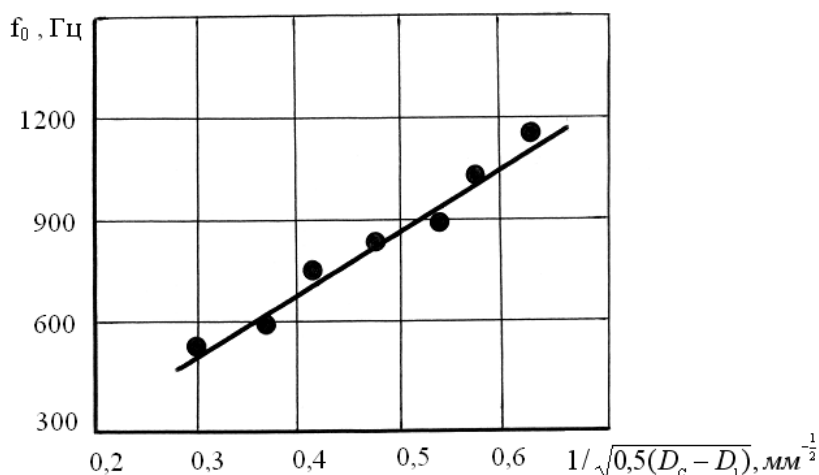


Рисунок 7 – Зависимость частоты основной гармоники звука от глубины кольцевого паза ступенчатого препятствия  $0,5(D_c - D_1)$

вия уменьшается обратно пропорционально корню квадратному от параметра  $0,5(D_c - D_1)$ . Известно [10, 11], что увеличение габаритов пульсирующего или осциллирующего тела (в нашем случае это первичная кавитационная область) приводит к уменьшению низшей из его собственных частот. Результаты эксперимента, представленные на рис. 7 хорошо согласуются с этой закономерностью.

Зависимость акустического давления от параметра  $D_2/D_c$  для значений основного типоразмера излучателя  $a/D_c = 0,5/13; 0,5/19,5; 0,5/26$  [мм/мм] представлена на рис. 8, где  $D_2$  – интересующий нас диаметр большого цилиндра ступенчатого препятствия 4 (см. рис. 3).

Зависимость акустического давления от параметра  $D_2/D_c$  имеет экстремальный характер и принимает максимальное значение при  $D_2/D_c = 0,8 \dots 0,9$ . Уменьшение диаметра большого цилиндра препятствия до величины  $D_2 = 0,6D_c$  ведет к уменьшению  $P_{ак}$  примерно на (40...50) %. Если же диаметр большого цилиндра увеличивать до значения  $D_2 = 1,1D_c$ , то гидрофон регистрирует резкое снижение величины звукового давления до уровня шума затопленной кавитирующей струи [10]. В интервале значений  $D_2/D_c = 0,8 \dots 0,9$  в частотном спектре генерируемых излучателем колебаний существенных изменений не наблюдается.

На рис. 9 представлена зависимость величины акустического давления от параметра  $h_2/a$ , связывающего высоту  $h_2$  большого цилиндра ступенчатого препятствия 4 с шириной  $a$  щели кольцевого сопла ГДИ (см. рис. 3). Эксперимент показал, что уменьшение высоты  $h_2$  большого цилиндра препятствия от  $12a$  до  $4a$  как на величину генерируемого сигнала, так и на частоту основной гармоники звука практически не влияет. Если же параметр  $h_2/a$  уменьшить до единицы, то величина  $P_{ак}$  понизится примерно на (30...40) %. В этом случае исследуемые ГДИ работают нестабильно, что проявляется в неустойчивости уровня низших гармоник регистрируемого частотного спектра. Визуальные наблюдения и фотосъемка показали, что соблюдение условия  $h_2/a = 4 \dots 6$  позволяет вынести вторичную кавитационную область (зону эрозионной активности излучателя) за конструкционные элементы ГДИ. Последнее обстоятельство значительно увеличивает срок службы прямоточного излучателя.

Определенный интерес представляет исследование влияния глубины кольцевого паза ступенчатого препятствия на частоту основной гармоники колебаний, генерируемых излучателями данного типа. На рис. 7 представлена зависимость частоты основного тона звука от параметра  $0,5(D_c - D_1)$ , который изменялся от 2,5 до 11 мм. При этом неизменными оставались расстояние между торцевым сечением сопла и большим цилиндром препятствия ( $h_1 = 4$  мм), а также скорость истечения струи на выходе из сопла излучателя ( $V = 31$  м/с).

Анализ результатов эксперимента показал, что частота  $f_0$  основного тона звука с увеличением глубины кольцевого паза препятствия

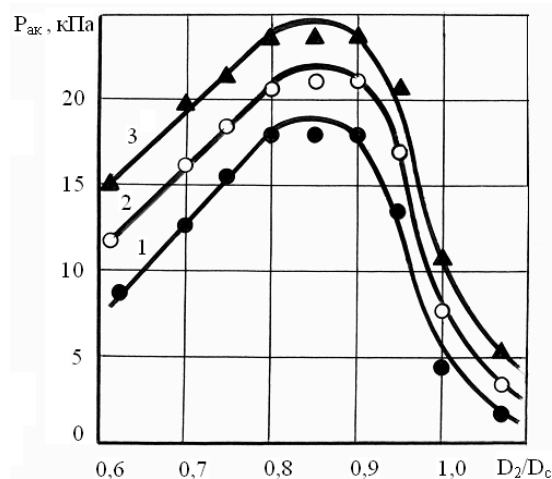


Рисунок 8 – Зависимость акустического давления от параметра  $D_2/D_c$  для значений основного типоразмера  $a/D_c$  [мм/мм]: 1 – 0,5/13; 2 – 0,5/19,5; 3 – 0,5/26

По результатам проведенных экспериментальных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Установлено, что геометрические параметры ступенчатого цилиндрического препятствия осесимметричного прямооточного гидродинамического излучателя оказывают существенное влияние на процесс гидродинамического звукообразования.

2. Зависимости величины акустического давления от расстояния между торцевым сечением сопла и большим цилиндром препятствия, а также от диаметра большого цилиндра носят экстремальный характер. Установлены оптимальные значения этих параметров по отношению к среднему диаметру сопла излучателя.

3. Оптимизированы глубина кольцевого паза ступенчатого препятствия и высота большого цилиндра препятствия.

4. Проверено соответствие математической модели затопленной упругой оболочки-струи характеристикам акустического сигнала, генерируемого осесимметричным прямооточным ГДИ. Теоретические и экспериментальные результаты хорошо согласуются.

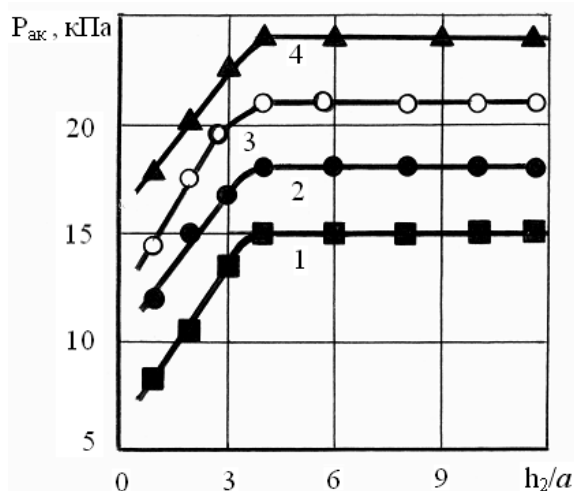


Рисунок 9 – Зависимость акустического давления от параметра  $h_2/a$  для значений основного типоразмера  $a/D_c$  [мм/мм]:  
 1 – 1,5/13; 2 – 0,5/13;  
 3 – 0,5/19,5; 4 – 0,5/26

### Литература

1. Митько В.Б., Евтюгов А.П., Гуцин С.Е. Гидроакустические средства связи и наблюдения. – Л.: Судостроение, 1982. – 200 с.
2. Dudzinski Yu. M., Suharkov O. V., Manicheva N. V. Axial-symmetric hydrodynamic radiators used for fluid cavitation threshold measurement // IV Int. Hutsulian Workshop on Mathematical Theories and their Application in Physics and Technology. – Austria: Timpani, 2004. – P. 275- 284.
3. Дудзинский Ю.М., Сухарьков О.В., Маничева Н.В. Энергетика прямооточного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления // Акустичний вісник. – 2004. – 7, № 1. – С. 44 – 49.
4. Дащенко А.Ф., Дудзинский Ю.М. Собственные колебания струйной оболочки в условиях гидростатического давления // Прикладная механика. – 2004. – 40, № 12. – С. 92 – 98.
5. Дудзінський Ю.М., Сухарьков А.О., Назаренко О.А. Автоколебания пружного зануреного осесимметричного струменя-оболочки // Акустичний вісник. – 2003. – 6, № 3. – С. 29 – 33.
6. Дудзінський Ю.М., Сухарьков О.В., Манічева Н.В. Модель прямооточного гідродинамічного випромінювача з кільцевим соплом і східчастою перешкодою // Акустичний вісник. – 2004. – 7, № 3. – С. 49 – 54.
7. Дудзинский Ю.М. Ближнее поле осесимметричного гидродинамического излучателя // Акустичний вісник. – 2004. – 7, № 4. – С. 48 – 51.
8. Сухарьков О.В. Акустические характеристики осесимметричных прямооточных гидродинамических излучателей // Наукові праці ОНАЗ ім.О.С. Попова. – 2005. - №2. – С.60 – 65.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. – М.: Наука, 1965. – 500 с.
10. Кнэпп Р., Дэйли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. – М.: Мир, 1974. – 688 с.
11. Скучик Е.. Основы акустики. – М.: Мир, 1976. – Т.2. – 542 с.