ISSN 1028-7507 Акустичний вісник. 2003. Том 6, N 3. С. 29–33

УДК 534.232

АВТОКОЛИВАННЯ ПРУЖНОГО ЗАНУРЕНОГО ОСЕСИМЕТРИЧНОГО СТРУМЕНЯ-ОБОЛОНКИ

Ю. М. ДУДЗІНСЬКИЙ[*], **А. О. СУХАРЬКОВ**[*], **О. А. НАЗАРЕНКО**[**]

[*] *Одеський національний політехнічний університет*
[**] *Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова*

Одержано 05.07.2003

Розглянуто модель осесиметричних гідродинамічних випромінювачів – прямоточного з кільцевим соплом і східчастою перешкодою, а також протиточного. Обчислено основну частоту акустичного сигналу як функцію властивостей робочої рідини, геометричних та гідродинамічних параметрів пружного зануреного струменя-оболонки. Проведено зіставлення чисельних даних з результатами експериментів. Отримано критерій відповідності моделі реальним випромінювачам розглянутих типів.

Рассмотрена модель осесимметричных гидродинамических излучателей – прямоточного с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием, а также противоточного. Вычислена основная частота акустического сигнала как функция свойств рабочей жидкости, геометрических и гидродинамических параметров упругой затопленной струи-оболочки. Проведено сопоставление численных данных с результатами экспериментов. Получен критерий соответствия модели реальным излучателям рассмотренных типов.

A model of axially symmetric hydrodynamic acoustic emitters of the direct-flow (with circular nozzle and stepwise obstacle) and the counter-flow designs is considered. Basic frequency of the acoustic signal is calculated as a function of properties of a working fluid, geometric and hydrodynamic parameters of the jet. The numerical data are compared with the experimental results. The criterion of conformity of the model with real emitters of the considered types is derived.

ВСТУП

З точки зору технологічної дешевизни, електробезпеки й простоти в експлуатації найбільш придатними для очищення прецизійних деталей машин є гідродинамічні випромінювачі (ГДВ). Особливість прямоточних і протиточних осесиметричних ГДВ полягає у відсутності вібруючих елементів конструкції. Ця обставина зумовлює тривалий термін служби подібних пристроїв. При цьому пульсуючий первинний вихор є джерелом енергії, частоту основного тону коливань задає пружний струмінь-оболонка, а безпосередньо активною зоною гідродинамічного звукоутворення є вторинний вихор [1]. Періодичний викид каверн із первинного вихору разом з їхнім синфазним колапсом у вторинному вихрі генерує акустичні хвилі високої інтенсивності з частотами по основній гармоніці від 300 Гц до 2 кГц – у залежності від геометричних і гідродинамічних параметрів випромінювальної системи [2].

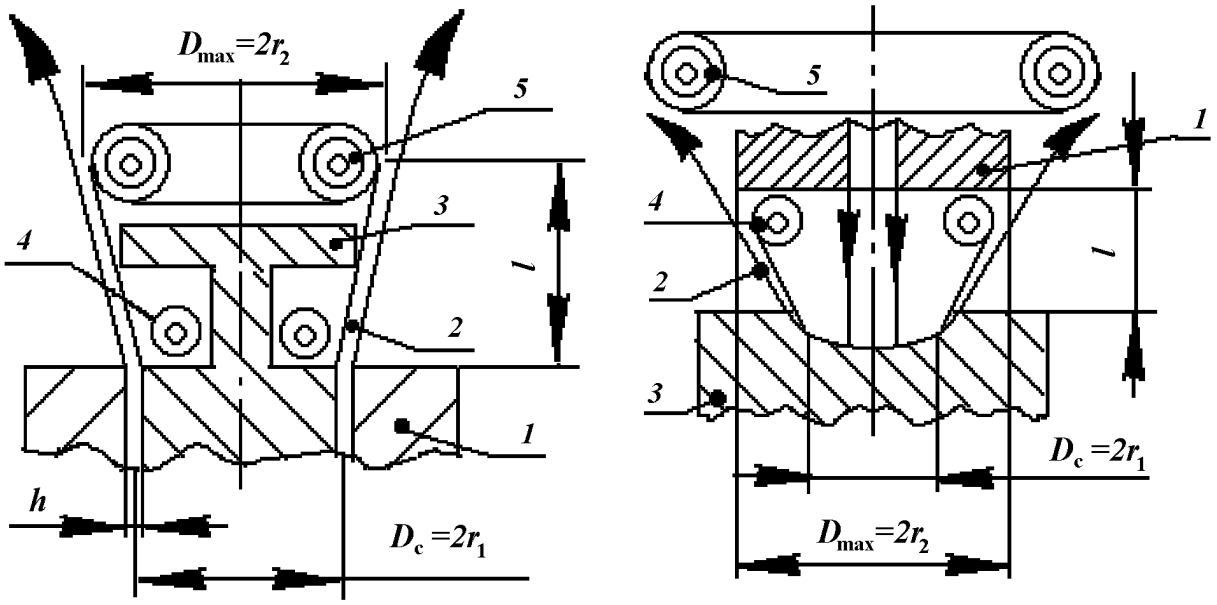
Через в'язкісне тертя зануреного струменя спостерігається певне збільшення діаметру пружної оболонки. Для прямоточних ГДВ з відбивачем через малу висоту струминної оболонки (вона менша за радіус) можна зневажити її розширенням [3]. Однак в іншій конструкції прямоточної випромінювальної системи [4], розробленої для очищення внутрішніх циліндричних поверхонь (гідроциліндрів, трубопроводів, циліндрів автомобільних двигунів, тощо), при відсутності відбивача використовується східчаста перешкода, яка змінює форму струменя-оболонки на зрізаний конус. У випадку протиточного ГДВ також утворюється зрізана конічна оболонка, але з малим кутом між твірною й висотою [2].

Необхідно встановити, як залежить частота основного тону акустичного сигналу, генерованого прямоточним ГДВ зі східчастою перешкодою чи протиточним ГДВ, від геометричних і гідродинамічних параметрів струменевої оболонки. Важливо також одержати критерії, які дають змогу замінити зрізаний конус циліндром при розрахунках параметрів цих двох типів осесиметричних випромінювачів. Така заміна має істотно спростити математичний апарат, не впливаючи суттєво на точність розрахунків.

1. МОДЕЛЬ ОСЕСИМЕТРИЧНИХ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ВИПРОМІНЮВАЧІВ

Розглянемо прямоточний ГДВ з кільцевим соплом і східчастою перешкодою (рис. 1, *а*). З кругового щілинного сопла в корпусі *1* виходить занурений струмінь-оболонка *2*, який вважаємо жорстко защемленим на виході з сопла. Другий кінець оболонки можна вважати вільним. За допомогою східчастої перешкоди *3* частина кінетичної енергії струменя витрачається на формування первинного вихору *4*, всередині якого за рахунок ефекту

© Ю. М. Дудзінський, А. О. Сухарьков, О. А. Назаренко, 2003



а *б*

Рис. 1. Фізичні схеми осесиметричних гідродинамічних випромінювачів:
а – прямоточний ГДВ, *б* – протиточний ГДВ

Бернуллі створюються умови для розвитку кавітації. Пульсації цього тороїдального вихору збуджують коливання струменевої оболонки на її власній частоті. При розтяганні оболонки вміст вихору *4* виходить назовні, а за рахунок ефекту Кармана утворюється вторинний тороїдальний вихор *5*, який генерує тональний звук у результаті синфазного колапсу кавітаційних бульбашок. При цьому в ГДВ частина потоку струменя відводиться в навколишній простір і в автоколиваннях участі не бере. Внаслідок цього довжина струменя-оболонки визначається відстанню від щілинного сопла до центра вторинного вихору.

Розглянемо тепер протиточний ГДВ (рис. 1, *б*). Занурений струмінь, який виходить із сопла *1*, формується в струмінь-оболонку *2* за допомогою відбивача з параболічною лункою *3*. У цьому випадку довжина струменя-оболонки визначається відстанню від торця відбивача до торця сопла. Тут також присутні первинний *4* і вторинний *5* тороїдальні вихори. Принцип звукоутворення повністю аналогічний наведеному вище.

Осесиметричні випромінювачі характеризуються геометричними параметрами $D_c=2r_1$, $D_{\max}=2r_2$, l, h (діаметрами кінців-основ, висотою і товщиною оболонки відповідно), гідродинамічними параметрами ρ, Γ, P_* (відповідно густиною, адіабатичною стисливістю, внутрішнім тиском у рідині – її "міцністю") а також швидкістю струменя v на виході з сопла. У попередніх дослідженнях було показано, що при оптимальному настроюванні випромінювача параметр l є однозначною функцією v [2]. При цьому розглядалась струменева оболонка середньої довжини (висотою порядку радіуса: $\pi r/l\sim 1$), для якої кут між твірною і висотою малий. Це дозволяє вибрати за базову модель циліндричну оболонку з осередненим радіусом r, висотою l і товщиною h, один кінець якої жорстко защемлений, а інший – вільний. Струмінь-оболонка деформується під дією сил, рівномірно розподілених по її внутрішній поверхні (всі геометричні параметри вважаються відомими). За допомогою методики, описаної в роботі [3], отримуємо вираз для частоти основної гармоніки власних коливань рідинної оболонки:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi r}\sqrt{\frac{12+k_0^4 r^2 h^2}{12\rho}E}\,. \qquad (1)$$

Тут E – модуль пружності затопленої струменевої оболонки; $k_0=1.8751/l$ – параметр коливань, який відповідає мінімальному значенню власної частоти оболонки.

Визначимо фізичний зміст величини E. У багатьох практичних задачах, де необхідно враховувати стисливість рідин, використовується мо-

дель Тета, з якої модуль пружності циліндричного струменя-оболонки визначається за формулою [5]

$$E = \frac{K_{\rm a}}{3(1-2\mu)} = \frac{\Gamma P_*}{3}\,. \qquad (2)$$

У виразі (2) μ – коефіцієнт Пуассона (для затопленого струменя $\mu=0$); P_* – величина внутрішнього тиску в рідині, обумовлена взаємодією молекул; Γ – експериментальний параметр, який характеризує відхилення адіабатичної стисливості рідини $K_{\rm a}$ від закону Гука. Використовуючи вираз для E, формулу (1) представимо у вигляді

$$f_0 = \frac{1}{2\pi r}\sqrt{\frac{(12+k_0^4 r^2 h^2)\Gamma P_*}{36\rho}}\,. \qquad (3)$$

Нелінійний параметр для більшості рідин лежить у межах $\Gamma=(6.5\div10.5)$ [5, 6]. Якщо врахувати, що осесиметричні ГДВ генерують звук тільки при наявності тороїдальних зон розвинутої кавітації, то замість внутрішнього тиску варто взяти межу міцності рідини на розрив P_{*0}. Для відстояної водопровідної води, яка не піддавалась спеціальній обробці, динамічні вимірювання, проведені Девісом [7], дали $P_{*0}=(0.8\div1.4)$ МПа. В розглянутій моделі для води, відстояної протягом двох тижнів при стабільній температурі, були прийняті такі величини: $P_{*0}=1.2$ МПа, $\Gamma=7.1$; $\rho=10^3$ кг/м^3. Для трансформаторної олії ці параметри складали $P_{*0}=0.297$ МПа, $\Gamma=7.5$, $\rho=950$ кг/м^3.

2. АНАЛІЗ РОЗРАХУНКОВИХ ДАНИХ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Для того, щоб перевірити, наскільки відповідає запропонована математична модель параметрам реальних пристроїв, були досліджені характеристики осесиметричних ГДВ двох типів. У випадку прямоточного ГДВ з кільцевим соплом і східчастою циліндричною перешкодою (див. рис. 1, а) радіус кільцевого сопла r_1 і товщина струменя h залишалися незмінними, а довжина оболонки l при переміщенні перешкоди змінювалась в інтервалі від 5 до 20 мм. При цьому зростав радіус вільного кінця оболонки r_2 і, відповідно, збільшувався радіус еквівалентного циліндра r. У випадку протиточного ГДВ (див. рис. 1, *б*) застосовувалась одна пара сопло – відбивач ($r_1=\text{const}$; $h=\text{const}$), а довжина оболонки l регулювалась зміною відстані між торцями сопла і відбивача в інтервалі від 5 до 20 мм. Тут збільшення l також супроводжувалось зростанням r. Обидва випромінювачі працювали в оптимальному режимі, що відповідає максимальному рівневі акустичного сигналу.

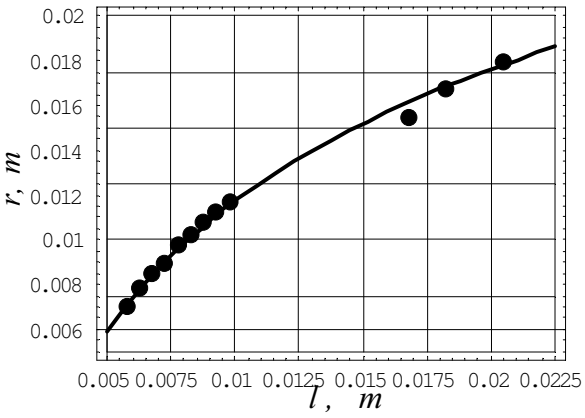


Рис. 2. Залежність радіуса еквівалентного струменя-оболонки від її довжини для прямоточного ГДВ

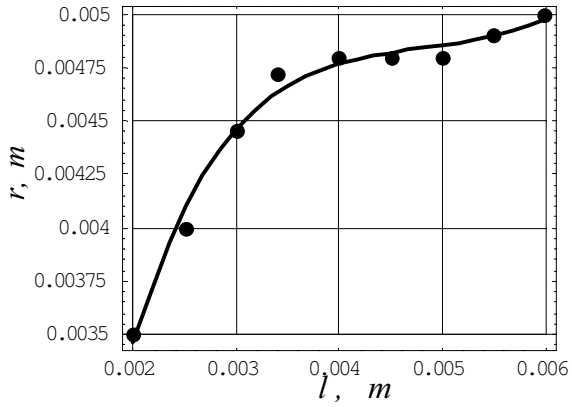


Рис. 3. Залежність радіуса еквівалентного струменя-оболонки від її довжини для протиточного ГДВ

Відомо, що зростання швидкості струменя на виході з сопла призводить до збільшення максимального r_2 і середнього r радіусів (див. рис. 1). На рис. 2 представлена залежність радіуса еквівалентного струменя-оболонки від її довжини для прямоточного, а на рис. 3 – для протиточного ГДВ.

Аналіз експериментальних результатів дає такі функціональні залежності:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi r}\sqrt{\frac{\left(12+(1.8751/l)^4\, r^2 h^2\right)\Gamma P_*}{36\rho}}\,, \qquad (4)$$

причому для прямоточного і протиточного ГДВ

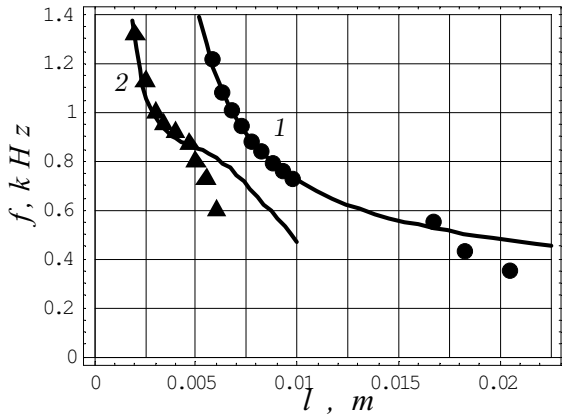


Рис. 4. Залежності частоти основної гармоніки коливань пружної зануреної струменевої оболонки від її довжини:
1 – для прямоточного ГДВ, *2* – для протиточного ГДВ

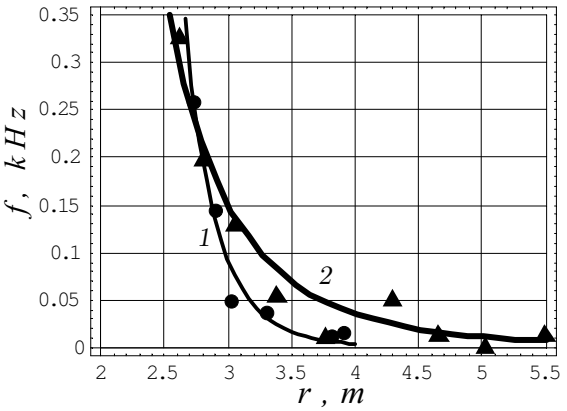


Рис. 5. Порівняння обчисленої частоти основної гармоніки з експериментом:
1 – для прямоточного ГДВ, *2* – для протиточного ГДВ

маємо відповідно

$$r_{\text{прям}} = 8.4760\ln(400l);$$

$$r_{\text{прот}} = 5.709710^{-6}/l - 5.2713l + \\ +266.60l^2 + 1.4542\cdot 10^{-2}\ln(10^3 l). \qquad (5)$$

На рис. 4 відображені залежності частоти основної гармоніки коливань пружної зануреної струменевої оболонки від її довжини при незмінних радіусі й товщині для прямоточного (крива *1*) і протиточного (крива *2*) ГДВ відповідно. Очевидно, що запропонована модель рідинної оболонки дає добрий збіг з експериментальними результатами в три- чотирикратному діапазоні значень l. Тому важливо оцінити можливість застосування розрахункових формул (4) для прямоточного (з кільцевим соплом і східчастою перешкодою) і протиточного ГДВ.

На рис. 5 представлені експериментальні й теоретичні залежності частоти основного тону ГДВ від безрозмірного параметра оболонки $\pi r/l$ (дослідні дані представлені маркерами). Аналіз цих графіків дозволив одержати критерій придатності розробленої моделі для розрахунку характеристик осесиметричних випромінювачів. Встановлено, що для струменевих оболонок середньої довжини даний параметр повинний задовольняти умову:

- $\pi r/l \geq 3$ – у прямоточному ГДВ з кільцевим соплом і східчастою перешкодою;
- $\pi r/l \geq 3.5$ – у протиточному ГДВ.

При виконанні цієї умови похибка не перевищує 5 %.

ВИСНОВКИ

1. Розглянуто уточнену модель двох типів осесиметричних гідродинамічних випромінювачів.
2. Отримано аналітичну залежність частоти основного тону генерованого акустичного сигналу від геометричних параметрів струменевої оболонки та гідродинамічних параметрів рідини. Проведено співставлення теоретичних та експериментальних даних.
3. Встановлено, що частота основної гармоніки акустичних хвиль обернено пропорційна до довжини затопленої струменевої оболонки. При цьому отримана не тільки якісна залежність, але й кількісне співвідношення між теоретичними й експериментальними даними.
4. Виведено критерій придатності представлених моделі і розрахункових співвідношень для розглянутих типів гідродинамічних перетворювачів.

1. *Дудзинский Ю. М., Назаренко О. А.* Энергетические характеристики вторичной вихревой области осесимметричного гидродинамического излучателя // Акуст. вісн.– 2000.– **3**, N 1.– С. 36–41.
2. *Дудзинский Ю. М., Маничева Н. В., Назаренко О. А.* Оптимизация параметров широкополостного излучателя в условиях избыточных статических давлений // Акуст. вісн.– 2001.– **4**, N 2.– С. 38–46.
3. *Дудзинский Ю. М., Назаренко О. А.* Колебания затопленной осесимметричной струи-оболочки // Акуст. вісн.– 2001.– **4**, N 4.– С. 27–35.

4. *Максимов В. Г., Сухарьков О. В., Сухарьков А. О.* Технологические возможности гидродинамических излучателей в процессе очистки внутренних поверхностей деталей автомобилей // Тр. Одес. политехн. ун-та.– 2003.– Вып. 1(19).– С. 59–65.

5. *Зарембо Л. К., Красильников В. А.* Введение в нелинейную акустику.– М.: Наука, 1966.– 520 с.

6. *Корнфельд М.* Упругость и прочность жидкостей.– М.: ГИТТЛ, 1951.– 150 с.

7. *Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф.* Кавитация.– М.: Мир, 1974.– 688 с.