

**МОДЕЛІ АКУСТО-ГІДРОДИНАМІЧНИХ СЕНСОРІВ
ПОРОГА КАВІТАЦІЇ РІДИНИ**

Запропоновано дві моделі пристроїв для вимірювання порога кавітації рідини. Розглянуто сенсори прямотечійного та протитечійного типу у вигляді пружних занурених струминних оболонок при відповідних граничних умовах. Отримано залежність частоти основної гармоніки автоколивань оболонки від властивостей рідини та геометричних параметрів пристрою. Зіставлено числові розрахунки з результатами експериментів.

Вступ. У всіх рідинах за певних умов може виникати кавітація. В одних випадках із цим явищем необхідно боротися, оскільки воно призводить до зношування гідравлічного устаткування, руйнування гвинтів кораблів і гідротурбін, зниження продуктивності насосів, прискорення корозії хімічних реакторів, шкідливих явищ у водяних захисних екранах ядерних реакторів тощо. В інших випадках механічний вплив кавітації відіграє позитивну роль в інтенсифікації різних технологічних процесів: емульгування нерозчинних рідин, диспергування у рідинах твердих частинок, очищення деталей від плівок різноманітних забруднень. Останнім часом зацікавленість до цього напрямку досліджень зумовлена також можливістю одержання термоядерних нейтронів при колапсі кавітаційних каверн, заповнених газоподібним дейтерієм або сумішшю дейтерію і тритію, що можна використати при розв'язанні проблеми керованого термоядерного синтезу [9].

Максимально досягнутий кавітаційний поріг при спеціальній обробці малої кількості води становить усього 280 атм [1, 8]. При спостереженні кавітації в реальних натурних або лабораторних умовах для звичайної вистоюної протягом тижня водопровідної води кавітаційна міцність становить декілька атмосфер [6, 7, 10, 11]. Різними авторами було висловлене припущення, що на кавітаційну міцність рідини істотно впливає концентрація й розміри зважених у рідині включень. У ряді теоретичних та експериментальних робіт [1, 2, 8] було показано, що міцність рідини знижується з ростом концентрації у ній повітря і твердих домішок. Зі збільшенням надлишкового статичного тиску поріг кавітації зростає, наближаючись асимптотично до 14 атм [6, 7, 11]. Необхідно враховувати, що з часом змінюється склад робочої рідини, що спричиняє зміну її акустичних характеристик, зокрема порога кавітації. У технологічних процесах, наприклад, при ультразвуковому очищенні поверхні деталей, з часом збільшується концентрація домішок, змінюється кількість розчиненого в рідині газу. Поблизу джерел радіоактивного випромінювання нейтрони народжують у рідині зародки кавітації – «діри», що також істотно знижує міцність рідин [7, 10].

У практичному використанні кавітації можна виділити два, не зв'язані прямо, завдання. Традиційно треба забезпечити необхідний рівень інтенсивності ударних хвиль від колапсуючих каверн, а також підвищити робочу частоту випромінювача [1]. Першу проблему неможливо однозначно вирішити підвищенням рівня акустичного тиску, оскільки необхідно також збільшити кавітаційний поріг робочої рідини. Цього досягають, наприклад, вибором типу рідини, її очищенням від твердих і рідинних домішок, дегазацією й спеціальною обробкою. Але в конкретних технологічних процесах майже завжди задано тип рідинного середовища й не завжди можна підтримувати чистоту та однорідність властивостей рідини. Інший шлях – підвищення гідростатичного тиску в робочій ємності. Але при цьому, починаючи з деякого значення надлишкового статичного тиску, зменшується концентрація кавітаційних пухирців. Якщо ж при підвищенні статичного тиску одночасно збільшувати інтенсивність акустичного поля, то ефективність кавітації монотонно зростає.

Вимірювання кавітаційного порога [1–8, 10, 11] статичними або динамічними засобами часомітки. Крім того, у більшості випадків неможливо проводити вимірювання фізичних величин без зупинки технологічного процесу. Зокрема, якщо використовується герметична ємність, у якій створено гідростатичний тиск, то необхідно брати проби робочої рідини, що незручно й не завжди можливо, а вилучення проб рідин з реакторів – небезпечно. Виникає потреба простого експрес-аналізу важливої фізичної характеристики рідини – порога кавітації.

1. Типи та моделі сенсорів. За допомогою взаємодії занурених осесиметричних струминних оболонок з тороїдними кавітаційними вихорами в умовах надлишкових статичних тисків створюється можливість гідродинамічного звукоутворення [3, 5]. Метою цієї роботи є теоретичне та експериментальне дослідження залежності частоти основної гармоніки пружних коливань оболонки від надлишкового статичного тиску в герметичній ємності та порога кавітації робочої рідини. При цьому також необхідно довести можливість використання вимірюваної частоти при настроюванні системи на максимальний рівень сигналу для оцінки порога кавітації в рідині й навести конструкції акусто-гідродинамічних сенсорів (АГДС).

Розглянемо протитечійний АГДС (рис. 1). Занурений струмінь, що витікає із сопла 1, формується відбивачем з параболічною лункою 2 в струминну оболонку 3. У цьому випадку довжина оболонки-струменя визначається відстанню від торця відбивача до торця сопла. Джерелом звукоутворення є кільцевий кавітаційний вихор 4, який збуджує пружну струминну оболонку 3. У фазі розтягування верхнього краю оболонки кавітаційні каверни виходять назовні і внаслідок ефекту Кармана з них формується вторинний тороїдальний вихор [4]. Періодичний синфазний колапс парових пухирців у вторинному вихрі генерує пружні хвилі високої інтенсивності. У випадку прямотечійного АГДС (рис. 2) занурений струмінь витікає з кругового щілинного сопла 1 і за допомогою східчастої перешкоди 2 формується в оболонку 3. Виникає також і кільцевий кавітаційний вихор 4. Механізм звукоутворення аналогічний до механізму звукоутворення для протитечійного сенсора [5].



а)

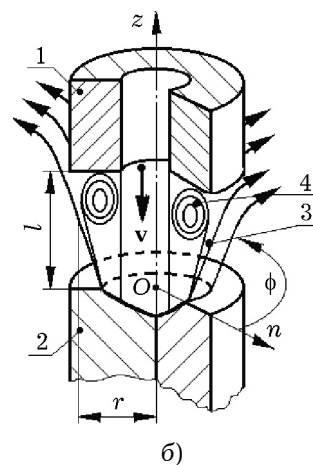
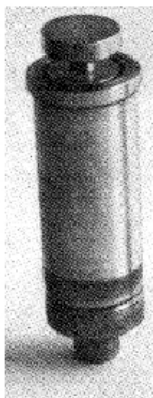


Рис. 1



а)

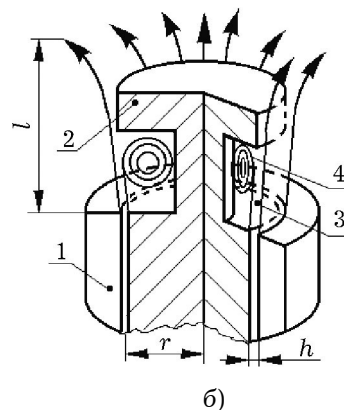


Рис. 2

Методом, описаним у [3, 5], отримано вираз для кругової частоти основної гармоніки власних коливань рідинної оболонки:

$$\omega_0 = \frac{1}{r} \cdot \sqrt{\frac{12 + k_0^4 r^2 h^2}{12\rho}} \cdot E, \quad (1)$$

де E , ρ – модуль пружності й густина рідини; r , l , h – середній радіус, довжина й товщина зануреної струминної оболонки відповідно; k_0 – параметр, що відповідає основній гармоніці власних коливань оболонки [3]. Залежно від граничних умов маємо: $k_0 l = 1.8751$, коли одна підстава оболонки жорстко защемлена, інша – вільно опирається (рис. 1), і $k_0 l = 1.5708$, коли одна підстава оболонки жорстко защемлена, а інша – вільна (рис. 2). Як слід очікувати, власна частота зануреної оболонки-струменя обернено пропорційна до її середнього радіуса й прямо пропорційна до кореня квадратного з відношення модуля пружності до густини рідини (для пружного пульсуючого тіла частота коливань зростає зі зменшенням його габаритів і прямо пропорційна квадратному кореню з відношення пружності матеріалу до маси тіла). Приймаючи, що коефіцієнт Пуассона дорівнює нулеві у випадку зануреного струменя [3], величину E можна виразити через коефіцієнт об'ємної стисливості рідини [8]:

$$E = \frac{1}{3} [\alpha_1 (P_c + \Delta P_{st}) + \alpha_2 (P_c + \Delta P_{st})^2 + \alpha_3 (P_c + \Delta P_{st})^3], \quad (2)$$

де ΔP_{st} – статичний тиск, надлишковий порівняно з атмосферним; поріг кавітації P_c у рідині залежить від температури, кількості розчиненого газу, ступеня очищення рідини; коефіцієнт α_1 характеризує відхилення пружних властивостей рідини від закону Гука в першому наближенні й практично не змінюється в широкому діапазоні температур, але залежить від концентрації включень (мілко дисперсних твердих частинок, кавітаційних камер тощо). Для більшості рідин значення α_1 у лінійному наближенні [6–8] змінюється в діапазоні 4 ÷ 12. Питання про малі нелінійні параметри α_2 , α_3, \dots еквівалентне питанню про те, наскільки реальна рідина відповідає моделі рідини Тета. Підставивши вирази (2) у формулу (1), отримаємо

$$\alpha_3 (P_c + \Delta P_{st})^3 + \alpha_2 (P_c + \Delta P_{st})^2 + \alpha_1 (P_c + \Delta P_{st}) - \frac{36\rho r^2 \omega_0^2}{12 + k_0^4 r^2 h^2} = 0. \quad (3)$$

Враховавши значення характеристик води ($\rho = 10^3$ кг/м³, $\alpha_1 = 7.1$, $\alpha_2 = 8 \cdot 10^{-6}$; $\alpha_3 = 10^{-11}$) і параметрів реального протитечійного АГДС ($k_0 = 462$, $r = 4.725 \cdot 10^{-3}$ м, $h = 5.0 \cdot 10^{-4}$ м), отримаємо, що кубічне рівняння (3) має один реальний корінь і два комплексні (які не мають фізичного сенсу). Якщо у виразі для реального кореня знехтувати нескінченно малими доданками, то остаточно для протитечійного сенсора (рис. 1) будемо мати

$$\begin{aligned} P_c &= -1.1348 \cdot 10^5 - \Delta P_{st} - \frac{9.2207}{D_1} + 5.6291 \cdot 10^{10} \cdot D_1, \\ D_1 &= \left(F + \sqrt{4.1276 \cdot 10^{-10} + F^2} \right)^{1/3}, \\ F &= 4.9941 \cdot 10^{-16} + 7.5232 \cdot 10^{-37} \cdot \Delta P_{st} + \\ &\quad + 1.3685 \cdot 10^{-48} \cdot \Delta P_{st}^3 + 1.5682 \cdot 10^{-21} \cdot f_0^2, \end{aligned} \quad (4)$$

де f_0 – лінійна частота. Аналогічно, підставивши параметри $k_0 = 157.08$, $r = 9.0 \cdot 10^{-3}$ м для прямотечійного АГДС з кільцевим соплом і східчастою перешкодою (рис. 2), одержуємо

$$P_c = -2.6667 \cdot 10^5 - \Delta P_{st} - \frac{6.2676}{D_2} + 2.6457 \cdot 10^{10} \cdot D_2,$$

$$D_2 = \left[4.0880 \cdot 10^{-15} + 2.5848 \cdot 10^{-20} \cdot \left(f_0^2 + \sqrt{4.4818 \cdot 10^{10} + 3.1631 \cdot 10^5 \cdot f_0^2 + f_0^4} \right) \right]^{1/3}. \quad (5)$$

У розрахункових формулах (4) і (5) P_c [Па], ΔP_{st} [Па], f_0 [Гц], а числові коефіцієнти також мають відповідні розмірності.

Нижче буде показано, що немає принципової відмінності при використанні акустично-гідродинамічних сенсорів прямотечійного або протитечійного типу.

2. Аналіз експериментальних результатів. В експериментах використовували вистояну протягом трьох тижнів водопровідну воду. Акустично-гідродинамічний сенсор був поміщений у герметичну ємність, яку було повністю заповнено рідиною, надлишковий статичний тиск створювався допоміжним насосом і регулювався перепускним клапаном. На вхід допоміжного насоса вода надходила з термостата, туди ж відводився її надлишок з виходу клапана. Так що на вході й виході основного насоса, що живить АГДС, у герметичній ємності й трубопроводах циркулювала рідина з однаковими параметрами ΔP_{st} , T і кількістю розчиненого повітря. Сенсори у всіх вимірюваннях настроювали на максимальний рівень звуку шляхом регулювання продуктивності насоса, що відповідало оптимальній швидкості струменя на виході із сопла [4, 5]. Частоту основної гармоніки f_0 вимірювали за допомогою каліброваного гідрофона й аналізатора спектра, статичний тиск – зразковим манометром.

Залежності частоти основної гармоніки звуку від температури води при відповідному надлишковому статичному тиску наведено на рис. 3. Як для прямотечійного АГДС (крива 1 – при $\Delta P_{st} = 0.003$ МПа, крива 2 – при $\Delta P_{st} = 0.05$ МПа), так і для протитечійного АГДС (крива 3 – при $\Delta P_{st} = 0.1$ МПа) функція $f_0(T)$ майже лінійно спадає в діапазоні температур від 10°C до 60°C . Деякі відхилення від лінійної залежності при температурах, нижчих від 15°C , ймовірно, пов'язані зі зменшенням концентрації зародків кавітації внаслідок розчинення газів у воді на молекулярному рівні [10]. Такий самий ефект має місце після витримки рідини під статичним тиском протягом деякого часу.

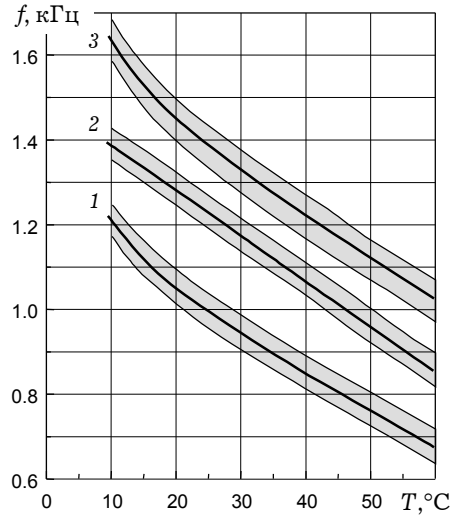


Рис. 3

З використанням експериментальних даних, зображених на рис. 3, розраховано значення порога кавітації $P_c(T)$ для вистояної водопровідної води: за формулою (4) – для протитечійного АГДС (на рис. 4 позначено точками у вигляді ■), за формулою (5) –

для проточного АГДС (позначено точками у вигляді \blacktriangle , \bullet). На рис. 4 збережено нумерацію кривих для значень надлишкових тисків ΔP_{st} з рис. 3. Експериментальні дані Блейка [6, 11] для порівняння подано суцільними лініями.

Як видно на рис. 4, для вимірювання кавітаційного порога рідини тип акусто-гідродинамічного сенсора є несуттєвим. Похибка запропонованого методу не перевищує 5%. Теоретичні й експериментальні результати наведених досліджень мало відрізняються від експериментальних результатів Блейка (отриманих іншими методами).

Висновки. За результатами проведених досліджень можна зробити такі висновки.

– Отримано аналітичну залежність частоти основного тону акустичного сигналу (що генерується зануреними осесиметричними струминними оболонками у взаємодії з тороїдальними вихрами) від геометричних параметрів зануреної струминної оболонки, гідродинамічних параметрів рідини й гідростатичного тиску в герметичній ємності. При цьому на звукових частотах коливань необхідно враховувати не тільки лінійний, але й перші два нелінійних параметри у виразі для адіабатичної стисливості рідини.

– Підтверджено, що кавітаційна міцність води лінійно спадає з ростом температури. Отримано добрий збіг наведених експериментальних результатів з даними інших дослідників.

– Показано можливість визначення порога кавітації в рідині шляхом вимірювання гідростатичного тиску в робочій ємності, а також частоти основної гармоніки акустичного сигналу, що генерується гідродинамічним способом наведеними АГДС.

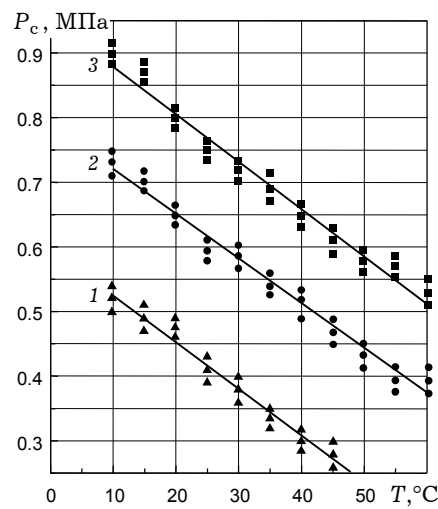


Рис. 4

1. Акуличев В. А. О расчёте кавитационной прочности реальных жидкостей // Акуст. журн. – 1965. – **11**, № 1. – С. 19–23.
2. Дежкунов Н. В. Механизмы усиления звуколюминесценции при взаимодействии сильно различающихся по частоте ультразвуковых полей // Сб. тр. XIII сессии Рос. акуст. о-ва. – Москва, 2003. – Т. 2. – С. 196–201.
3. Дудзінський Ю. М., Назаренко А. А. Колебания затопленной осесимметричной струи-оболочки // Акуст. вісник. – 2001. – **4**, № 4. – С. 27–35.
4. Дудзінський Ю. М., Назаренко А. А. Энергетические характеристики вторичной вихревой области осесимметричного гидродинамического излучателя // Акуст. вісник. – 2000. – **3**, № 1. – С. 36–41.
5. Дудзінський Ю. М., Сухарьков А. О., Назаренко О. А. Автоколивання пружного заглибленого осесимметричного струменя-оболочки // Акуст. симп. «CONSONANCE-2003», 1–3 жовт. 2003: Зб. праць. – Київ, 2003. – С. 84–88.
6. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. – Москва: Наука, 1966. – 520 с.
7. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. – Москва: Мир, 1974. – 688 с.
8. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. – Москва: Гостехтеоргеиздат, 1951. – 200 с.
9. Намиот В. А. Кавитация и термоядерный синтез: оценки параметров и предложения по возможному способу получения положительного энергетического выхода // Докл. РАН. – 2003. – **388**, № 3. – С. 323–328.
10. Сиротюк М. Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л. Д. Розенберга. – Москва: Наука, 1968. – С. 167–220.
11. Connolly W., Fox F. E. Ultrasonic cavitation thresholds in water // J. Acoust. Soc. Amer. – 1954. – No. 26. – P. 843.

МОДЕЛИ АКУСТО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ СЕНСОРОВ ПОРОГА КАВИТАЦИИ ЖИДКОСТИ

Предложены две модели устройств для измерения порога кавитации жидкости. Рассмотрены сенсоры прямоточного и противоточного типов в виде упругих затопленных струйных оболочек при соответствующих граничных условиях. Получена зависимость частоты основной гармоника автоколебаний оболочки от свойств жидкости и геометрических параметров устройства. Сопоставлены числовые расчёты с результатами экспериментов.

ACOUSTIC-HYDRODYNAMIC SENSOR MODELS OF FLUID CAVITATION THRESHOLD

Two models for measurement of cavitation threshold in fluid are presented. The elastic underwater jet's membranes as the model of uniflow and counterflow sensor are considered. The basic frequency of membrane's auto-vibration depending on characteristics of fluid and geometric parameters of construction is calculated. The numerical calculations and experimental results are compared.

Ин-т комп'ют. систем
Одес. нац. політех. ун-ту, Одеса

Одержано
02.07.05