

Ю. Дудзінський

Доцент, д-р фіз.-мат. наук

В. Вітков

Інженер

А. Жукова

Інженер

Одеський національний
політехнічний університет,
м. Одеса

УДК 534.222.2

КАВІТАЦІЙНА ЕРОЗІЯ В ПОЛІ СТРУМИННИХ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ВИПРОМІНЮВАЧІВ

Розглянуто задачу нелінійного загасання звуку у вигляді коротких експонентних імпульсів у рідині. Експериментально доведена кореляція між щільністю потужності, що поглинена в одиниці об'єму рідини, й кавітаційною ерозією в ближньому полі струминного гідродинамічного випромінювача. З підвищенням надлишкового статичного тиску в рідині можна на два порядки збільшити інтенсивність кавітаційної ерозії.

кавітація, ерозія, нелінійне згасання, експонентний імпульс

Кавітація може викликати руйнування практично будь-якої твердої поверхні. Зокрема, кавітація в потоках рідини істотно знижує терміни експлуатації гідравлічного устаткування, гідроспруд, гребних гвинтів, форсунок дизельних двигунів тощо. З іншого боку, ерозійне руйнування поверхонь металів, їхніх сплавів і окисних плівок під впливом кавітації в потужних акустичних полях широко застосовується в різних технологічних процесах і апаратах: диспергування твердих присадок технічних мастил, очищення поверхонь (нагар, окалина, іржа, абразивні частинки притиральних паст [1] та ін.), інтенсифікація технологічних процесів у рідинах тощо. При цьому багато технологічних процесів протікають у хімічно активних середовищах при високій температурі, а за потреби — в умовах надлишкового статичного тиску.

Оскільки кавітаційному руйнуванню піддають тверді речовини з різними фізико-механічними, електричними, хімічними властивостями, то можна виділити кілька механізмів ерозії поверхні тіл [2]: корозійне руйнування (кавітація і корозія взаємно підсилюють одне одного, так що результуюче руйнування тіл у хімічно активних середовищах виявляється більшим, ніж просто сумарна дія цих факторів, узятих окремо); електрохімічні ефекти, обумовлені великими електричними потенціалами при захопленні (колапсі) парогазових пухирців на твердій поверхні

(відомий факт, що кавітаційне руйнування у дуже агресивному середовищі можна істотно послабити за допомогою «катодного захисту» [3]; механічний вплив кавітації (мікроударні хвилі й кумулятивні мікрострумки, що утворюються при колапсі парогазових пухирців, здатні деформувати поверхневий шар тіла, виривати з нього мікрочастинки); хімічний вплив кавітації (на поверхні мідних і алюмінієвих сплавів, наприклад, призводить до швидкого їхнього руйнування у водяних розчинах); тепловий вплив кавітації (при колапсі кавітаційних пухирців генеруються імпульси високої температури, однак теплота може акумулюватися тільки в неметалічних тілах з низькою теплопровідністю).

Перелік механізмів кавітаційного руйнування твердих тіл можна продовжити, розглядаючи різні задачі гідромеханіки, акустики, ультразвукових технологій. Однак у конкретних умовах, залежно від матеріалу тіла, властивостей робочої рідини, характеристик потоку й акустичного поля та інших факторів, один з описаних вище механізмів є вирішальним, а вплив інших — неістотний.

Все більше застосування в автомобілебудуванні мають алюмінієві й магнієві сплави. При очищенні відповідних деталей і вузлів миючі розчини впливають на поверхню очищеного металу (корозія, хімічне розтріскування й ін.), а введення в робочу рідину потужних акустичних полів

тільки підсилює ці механізми. Тому в ультразвукових методах очищення останнім часом простежується тенденція зниження концентрацій поверхово активних речовин, перехід на дистильовану воду, а ще переважніше — на хімічно нейтральні рідини (мінеральні мастила, толуол та інші органічні рідини). В останньому випадку рідини також є діелектриками, і основну роль у кавітаційному руйнуванні плівок забруднювачів відіграє механічний вплив кавітації на поверхню твердого тіла. Однак у нейтральному середовищі потрібно підвищити ударний вплив при колапсі кавітаційних пухирців, наприклад, створюючи надлишковий статичний тиск у робочій ємності й одночасно збільшуючи інтенсивність акустичного поля.

Раніше проведені дослідження [4] показали, що струминні гідродинамічні випромінювачі (ГДВ) можуть генерувати потужні акустичні коливання як при атмосферному, так і при надлишковому статичному тисках. Останній факт дає можливість плавно регулювати в широкому діапазоні частоту основного тону сигналу й збільшити на порядок рівень звуку. Експерименти [1] показали також високу ефективність використання таких випромінювальних систем при тонкому очищенні деталей машин від притиральних паст у робочій ємності відкритого типу. А за екологічними показниками ГДВ мають більші переваги, ніж магнітострикційні і п'єзоелектричні випромінювачі.

Тому актуальним є дослідження ерозійних властивостей ближнього поля струминного гідродинамічного випромінювача в умовах надлишкового статичного тиску в робочій рідині.

Поглинання питомої потужності коротких експонентних імпульсів в одиниці об'єму рідини. Розглянемо протитічний ГДВ (рис. 1,а). Занурений струминець, що виходить із сопла 1, формується в струминну оболонку 2 відбивачем з параболічною лункою 3. У цьому випадку довжина струминної оболонки визначається віддаллю від торця відбивача до торця сопла. Накопичувачем енергії є первинний кавітаційний вихор 4 тороїдальної форми, що збуджує пружну оболонку 2. У фазі розтягу верхнього краю оболонки кавітаційні пухирці виходять назовні й у результаті ефекту Кармана з них формується вторинний тороїдальний вихор 5. Акустичні хвилі випромінює струминна оболонка 2 завдяки поперечним коливанням згину. Частина парогазових пухирців у зовнішньому вихорі 5, резонуючи на частоті звукової хвилі, підсилюють її інтенсивність.

Випромінювачі такого типу генерують негармонічні короткі імпульси (рис. 1,б), у спектрі яких, крім основної, є вищі гармоніки [5]. Аналіз осцилограм показав, що одиничний пружний імпульс можна описати сумою двох експонент:

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

де p_0 — амплітуда поблизу активної зони звукоутворення; t — час; r — віддаль від межі зони звукоутворення до точки поля; c — швидкість звуку в рідині; ω — циклічна частота, α — коефіцієнт загасання акустичних хвиль у рідині; β_1, β_2 — безрозмірні коефіцієнти, які визначають тривалість фронтів імпульсу.

Також враховано, що в реальних ГДВ розміри вторинного тороїдального вихору (активної зони звукоутворення) у багато разів менші від довжин генерованих пружних хвиль [6]. Тому ГДВ такого типу можна розглядати як точкові джерела сферично розбіжних хвиль. Функцію $v = p/(\rho c)$ коливальної швидкості частинок суцільного середовища для сферичної хвилі можна записати у вигляді [7]

$$v = \frac{p_0 \cdot \exp(-\alpha \omega^2 r)}{\rho r} \cdot \left\{ \left[\frac{1}{r} - \frac{\beta_1}{c} \right] \cdot \exp \left[-\beta_1 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] - \left[\frac{1}{r} - \frac{\beta_2}{c} \right] \cdot \exp \left[-\beta_2 \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right\},$$

де $Z = \rho c$ — акустичний імпеданс випромінювання, ρ — густина рідини.

Використаємо теорему Релея про спектральну щільність енергії [8] і врахуємо, що запізнення за часом на $\Delta t = r/c$ не змінює спектральної щільності. При квадратичній залежності ($k = -\alpha \omega^2$) коефіцієнта поглинання від частоти отримаємо такий вираз для питомої потужності, віднесеної до одиниці поверхні фронту сферичної хвилі:

$$I(r) = \int_0^{\infty} p v dt = \frac{p_0^2 (\beta_2 - \beta_1)}{2 \rho c r^2 (\beta_2 + \beta_1) \beta_1^2} \cdot [\beta_1 \Pi_0(\xi_1) - \beta_2 \Pi_0(\xi_2)]; \quad (1)$$

$$\Pi_0(\zeta) = [1 - \Phi(\xi)]; \quad \Phi(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \exp(-\xi^2) d\xi;$$

$$\xi_{1,2} = \beta_{1,2} \sqrt{\alpha_0 r}; \quad \alpha_0 = \frac{2\alpha}{\omega^2}.$$

де $\Phi(\xi)$ — інтеграл імовірності.

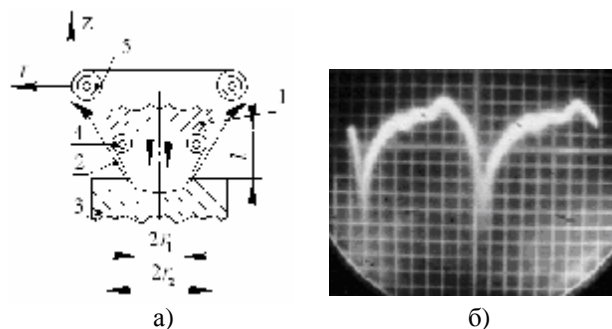


Рис. 1. Модель (а) і осцилограма акустичного сигналу (б) струминного гідродинамічного випромінювача протитічного типу

Часто потрібно знати величину потужності, що поглинута в одиниці об'єму середовища. Зокрема, ця величина, у випадку високих рівнів звуку, визначає пластичні зміни у твердому матеріалі або ефекти кавітації в рідині. Густина поглинутої потужності легко визначається диференціюванням інтенсивності імпульсу (1) за координатою:

$$i(r) = \frac{\partial I}{\partial r} = -\frac{p_0^2 \alpha_0}{2\rho c r^2} \cdot \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \cdot [\beta_1^3 \Pi_1(\xi_1) - \beta_2^3 \Pi_1(\xi_2)]; \quad (2)$$

$$\Pi_1(\xi) = [1 - \Phi(\xi)] \cdot \exp(\xi^2) - \frac{1}{\sqrt{\pi}\xi}.$$

Експериментальні дослідження. Густина потужності пружного імпульсу, поглинута одиницею об'єму середовища, була отримана диференціюванням за координатою виразу для інтенсивності звукового поля (1). З формули (2) видно, що функція $i(r)$ залежить від віддалі до межі зони звукоутворення й тривалості імпульсу, яка, в свою чергу, характеризується коефіцієнтами зростання β_1 і спаду β_2 його фронтів. Припустимо кореляцію між функцією питомої поглинутої енергії в одиниці об'єму рідини й ерозійною активністю ближнього поля заданого випромінювача.

Експериментальні дослідження залежності ерозії свинцевих зразків в акустичному полі від осьової координати r проводилися за два етапи. На першому порівнювалися результати руйнування зразків у двох середовищах: трансформаторному мастилі й вистояній протягом двох тижнів водопровідній воді. На другому етапі проводилося дослідження ерозії зразків за наявності надлишкового статичного тиску в герметичній ємності.

Зразки являли собою свинцеві пластили розмірами (18×12×1) мм і фіксувалися на відповідній віддалі від активної зони звукоутворення за допомогою затискачів. Вони орієнтовані щодо вторинного вихору так, щоб руйнуванню піддавався торець пластили (рис. 2). Оцінювали ступінь ерозії за зменшенням маси зразків зважуванням на аналітичних вагах з чутливістю 0.01 мг.

На рис. 3 подано теоретичну залежність відносної питомої потужності пружного імпульсу, поглинутої в одиниці об'єму рідини, від осьової координати r (крива 1). Там же крапками відображено результати експериментів з ерозії свинцевих зразків у трансформаторному мастилі (крива 2) у вистояній водопровідній воді (крива 3). Час



Рис. 2. Свинцеві зразки після оброблення в ближньому полі ГДВ

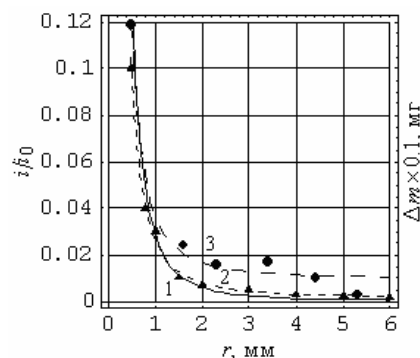


Рис. 3. Залежності поглинутої питомої потужності звукового імпульсу і зменшення маси зразка від віддалі до зони звукоутворення струминного ГДВ

озвучування становив 7 хв. Точки на рис. 3 — результат усереднення за п'ятьма зразками. Перше середовище є хімічно нейтральною до металу, діелектричною рідиною, в якій найбільший внесок у руйнування вносять мікроударні хвилі при колапсі парогазових пухирців на поверхні пластили. Більшу (порівнянні з мастилом) кавітаційну ерозію у воді можна пояснити інтенсифікацією хімічних і електрохімічних процесів в акустичному полі високої інтенсивності. В обох експериментах підтримувався однаковий рівень акустичного сигналу й приблизно однакова тривалість імпульсів $\tau = [1.00\text{K}1.05]$ мс. При цьому найбільша ерозійна активність спостерігається за умови $r \leq 1.5$ мм.

Лабораторний стенд дає можливість плавно регулювати надлишковий статичний тиск у робочій ємності. В експериментах із застосуванням статичного тиску використовувалися один струминний ГДВ протитічного типу, робоча рідина — трансформаторне мастило. При заданому тиску випромінювач настраювався на максимальний рівень звуку підбором оптимальної швидкості струменя на виході з сопла й оптимальної віддалі між соплом і відбивачем. У діапазоні надлишкових тисків $\Delta P_{ст} = [0\text{K}0.48]$ МПа час озвучування зразків становив $\Delta t = [5\text{K}15]$ хв. Зі збільшенням тиску в робочій ємності доводилося зменшувати час оброблення пластили. Пов'язано це з тим, що на порядок зростає інтенсивність поля поблизу зони звукоутворення при збільшенні тиску в ємності в діапазоні значень $\Delta P_{ст} = [0\text{K}2.5]$ МПа. Відповідно, повинна істотно зростати й ерозійна активність гідродинамічного випромінювача. Тому при великому часі озвучування на зразках можуть утворюватися великі наскрізні каверни, що відповідають вторинній вихровій зоні ГДВ, тому подальше оброблення не приведе до значного зменшення маси зразка.

Щоб уникнути помилкового висновку про зменшення ерозійної активності, у діапазоні надлишкових статичних тисків $\Delta P_{ст} = [0.64\text{K}1.36]$ МПа було вибрано часовий інтервал оброблення зразків $\Delta t = [0.5\text{K}2]$ хв. З подальшим збільшенням $\Delta P_{ст}$ ерозійна активність настільки зростає, що можливе випадання великих об'ємів зразка через нерівномірну ерозію його поверхні. Щоб уникнути цього в діапазоні $\Delta P_{ст} = [1.5\text{K}2.4]$ МПа час озвучування пластили потрібно зменшити до величини $\Delta t = [20\text{K}60]$ с.

На рис. 4 подано у відносних одиницях кілька теоретичних залежностей поглинутої в одиничному об'ємі рідини енергії пружного імпульсу від віддалі до активної зони гідродинамічного звукоутворення. Умовно за одиницю прийнято величину i_0 — питоме поглинання енергії імпульсу при гідростатичному тиску, близькому до атмосферного ($\Delta P_{ст} \rightarrow 0$), на віддалі $r = 1$ мм від вторинного тороїдального вихору розвинутої кавітації (див. рис. 1,а). На рис. 4 також крапками показано експериментальні результати дослідження швидкості ерозії зразків. Усі точки усереднено за п'ятьма вимірами. Спостерігається явна кореляція нелінійного поглинання енергії пружного імпульсу й швидкості ерозії твердого тіла. Також видно, що з ростом інтенсивності акустичного поля збільшується ефективна зона ерозії: від 1 мм при $I_0 = 2$ Вт/см² (атмосферний тиск) до 3 мм при $I_0 = 30$ Вт/см² ($\Delta P_{ст} = 1$ МПа).

Порівняти експериментальні результати, подані на рис. 4, оцінити вплив статичного тиску на зменшення маси зразка важко. Тому важливо отримати залежність швидкості ерозії (умовно за одну секунду озвучування) від надлишкового тиску в робочій ємності:

$$\mu = \frac{\Delta m}{\Delta t} \left[\frac{\text{мг}}{\text{с}} \right].$$

Залежність $\mu(\Delta P_{ст})$ подано на рис. 5. Аналіз показав, що цю залежність можна описати такою функцією:

$$\mu = K_{1,2}(\Delta P_{ст})^2,$$

де $K_1 = 9.375 \cdot 10^{-23} (\text{м}^2 \text{с}^2) / \text{кг}$ для діапазону $\Delta P_{ст} = [0 \text{ К} 0.8]$ МПа; $K_2 = 1.590 \cdot 10^{-22} (\text{м}^2 \text{с}^2) / \text{кг}$ для діапазону $\Delta P_{ст} = [0.8 \text{ К} 2.4]$ МПа.

Висновки. 1. Джерела звуку (ГДВ) генерують негармонійні хвилі скінченної амплітуди у вигляді коротких експонентних імпульсів. При цьому спостерігається нелінійне згасання акустичних імпульсів.

2. Поблизу активної зони звукоутворення приймає великі значення густина потужності, поглинута в одиниці об'єму середовища. Існує кореляція цієї фізичної вели-

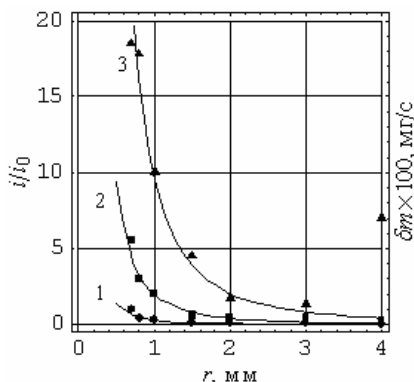


Рис. 4. Питоме поглинута енергія акустичного імпульсу й зменшення маси зразка при надлишковому статичному тиску: 1 — $\Delta P_{ст} = 0$; 2 — $\Delta P_{ст} = 0.5$ МПа; 3 — $\Delta P_{ст} = 1.0$ МПа

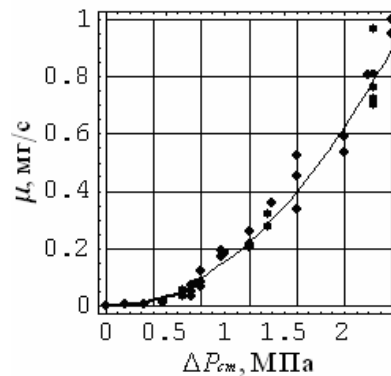


Рис. 5. Залежність швидкості ерозії від надлишкового статичного тиску

чини з кавітаційною ерозією в ближньому полі струминних гідродинамічних випромінювачів.

3. Зі збільшенням надлишкового статичного тиску в робочій рідині відбувається значне підвищення швидкості ерозії (майже на два порядки) поблизу зони звукоутворення ГДВ.

Література

1. Дудзинский Ю. М., Сухарьков О. В. Гидродинамические излучатели акустических волн и проблема очистки деталей машин // Тр. Одес. политехн. ун-та. — Одесса, 2000. — Вып. 2 (11). — С. 23—26.
2. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация / Пер. с англ. — М.: Мир, 1974. — С. 380—421.
3. Petracchi G. Investigations of Cavitations Corrosion / Engineering Digest. — 1949. — 10, N 9. — P. 84—89.
4. Дудзинский Ю. М., Сухарьков О. В., Маничева Н. В. Энергетика прямогочного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления // Акуст. вісник. — 2004. — 7, № 1. — С. 40—45.
5. Дудзінський Ю. М. Динаміка струминної оболонки і спектр акустичного сигналу // Вісн. Київ. ун-ту. — 2006. — Вип. № 3. — С. 89—97.
6. Вовк І. В., Гринченко В. Т., Дудзинский Ю. М. О возможном механизме автоколебаний в струйных гидродинамических излучателях с развитой кавитацией // Акуст. вісник. — 2008. — 11, № 2. — С. 16—23.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М: ГТТИ, 1954. — 500 с.
8. Харкевич А. А. Спектры и анализ. — М.: Физматгиз, 1962. — 236 с.

Отримана 12.03.10

Yu. Dudzinski, V. Vitkov, A. Zhukova

Increase of erosive intensity of hydrodynamic jet's radiators
Odesa National Polytechnic University, Odesa

The task of the nonlinear fading of sound as short exponential impulses in a liquid is considered. Correlation of closeness of power which eaten up in unit of volume of liquid and by cavitations erosion in the near field of jet's hydrodynamic radiator (HDR) is experimentally proved. With the increase of surplus static pressure in a liquid it is possible on two orders to multiply intensity of cavitations erosion.