

УДК 534.232

КАВИТАЦИОННАЯ ЭРОЗИЯ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Ю. М. ДУДЗИНСКИЙ

Одесский национальный политехнический университет

Получено 30.10.2005

Рассмотрено уменьшение интенсивности акустических импульсов в ближнем поле осесимметричного гидродинамического излучателя. Получено выражение для удельной мощности, поглощенной в единице объема жидкости, как функция длительности экспоненциального импульса и расстояния от границы области звукообразования. По эрозии образцов экспериментально исследована кавитационная активность ближнего поля излучателя. Проведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов. Обнаружена прямая зависимость между уменьшением массы образцов и удельной мощностью волн, поглощенных единицей объема жидкости.

Розглянуто зменшення інтенсивності акустичних імпульсів у ближньому полі осесимметричного гідродинамічного випромінювача. Отримано вираз для питомої потужності, поглинутої в одиниці об'єму рідини, як функцію тривалості експонентного імпульсу та відстані від межі області звукоутворення. За ерозією зразків експериментально досліджено кавітаційну активність ближнього поля випромінювача. Проведено порівняння теоретичних і експериментальних результатів. Виявлено пряму залежність між зменшенням маси зразків і питомою потужністю хвиль, поглинутих одиницею об'єму рідини.

The acoustic pulse intensity reduction in the near field of axially symmetric hydrodynamic radiator is considered. An expression for specific power absorbed in the unit of liquid volume is obtained as a function of duration of exponential pulse and distance from the boundary of sound generation domain. The cavitation activity of radiator's near field is experimentally investigated after the erosion of specimens. The theoretical results are compared with experimental ones. A direct dependence between the specimen's weight reduction and the specific power of the waves absorbed by the unit of liquid volume is discovered.

ВВЕДЕНИЕ

Эрозионное разрушение поверхностного слоя преграды под воздействием кавитации в мощных акустических полях широко применяется для интенсификации различных технологических процессов: диспергирования твердых присадок в минеральных маслах, эмульгирования нерастворимых одна в другой жидкостей, очистки поверхностей от различных загрязнений (нагара, окалины, ржавчины, абразивных частиц притирочных паст) и др. Как правило, эти процессы протекают в водных растворах поверхностно активных веществ при оптимальной температуре, а при необходимости – в условиях избыточного статического давления в герметичной емкости.

Хотя существует ряд предположений о механизме кавитационного разрушения твердых поверхностей, наиболее обоснованной является гипотеза об ударных волнах, возникающих при схлопывании паровых микропузырьков [1]. При этом газовые каверны пульсируют в акустическом поле и не оказывают существенного воздействия на поверхности преград. Кроме того, ударные микроволны могут интенсифицировать различные химические и электрохимические процессы в водных растворах, что может приводить в конкретных случа-

ях к значительным разрушениям материалов [2]. В частности, кавитация способствует разрушению и электрохимическому растрескиванию поверхности деталей из алюминиевых и магниевых сплавов в щелочных растворах [3]. Этот эффект можно ослабить, снизив концентрацию раствора рабочей жидкости или перейдя на дважды кипяченую водопроводную воду [4]. Практически полностью исключить нежелательные электрохимические процессы можно в химически нейтральной к металлам диэлектрической жидкости с достаточно высоким порогом кавитации (толуол, трансформаторные и конденсаторные масла) [2]. Однако в этом случае приходится повышать интенсивность акустических полей.

Ранее проведенные исследования [5–8] показали, что осесимметричные гидродинамические излучатели (ГДИ) способны генерировать мощные акустические колебания как при атмосферном, так и при избыточном статическом давлении. В последнем случае можно плавно регулировать в широком диапазоне частоту основного тона сигнала [7, 8] и на порядок увеличить уровень звука [5, 6]. Эксперименты показали высокую эффективность использования таких излучающих систем при эмульгировании и диспергировании присадок к моторным маслам, тонкой очистке дета-

лей машин от притирочных паст, нагара, тяжелых асфальто-смолистых отложений. Кроме того, по экологическим показателям ГДИ более предпочтительны, чем магнитострикционные и пьезоэлектрические излучатели. Исходя из этого, исследование эрозионных свойств ближнего поля гидродинамического излучателя представляет определенный прикладной интерес.

1. ПОГЛОЩЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЕДИНИЦЕ ОБЪЕМА ЖИДКОСТИ

Рассмотрим противоточный ГДИ (рис. 1). Затопленная струя, выходящая из сопла 1, формируется в струйную оболочку 2 отражателем с параболической лункой 3. В этом случае длина струйной оболочки определяется расстоянием от торца отражателя до торца сопла. Накопителем энергии является первичный кавитационный вихрь 4 тороидальной формы, который возбуждает упругую оболочку 2. В фазе растяжения верхнего края оболочки кавитационные каверны выходят наружу и за счет эффекта Кармана из них формируется вторичный тороидальный вихрь 5. Периодическое синфазное схлопывание паровых пузырьков во вторичном вихре генерирует упругие волны высокой интенсивности. В дальнейшем в качестве критерия эрозионной активности излучателя прием уменьшение массы металлического образца, расположенного на расстоянии r от границы вторичного вихря 5.

Излучатели рассматриваемого типа генерируют негармонические короткие импульсы, в спектре которых, кроме основной, имеются высшие гармоники. Анализ осциллограмм реальных сигналов показал, что такой одиночный импульс можно описать суммой двух экспонент:

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

где p_0 – амплитуда вблизи активной зоны звукообразования; t – время; r – расстояние от границы зоны звукообразования до точки поля; c – скорость звука в жидкости; β_1 , β_2 – безразмерные коэффициенты, соответствующие длительности фронтов импульса. Здесь учтено, что у реальных ГДИ размеры вторичного тороидального вихря (активной зоны звукообразования) во много раз меньше длин генерируемых акустических волн [5]. Поэтому ГДИ данного типа можно рассматривать

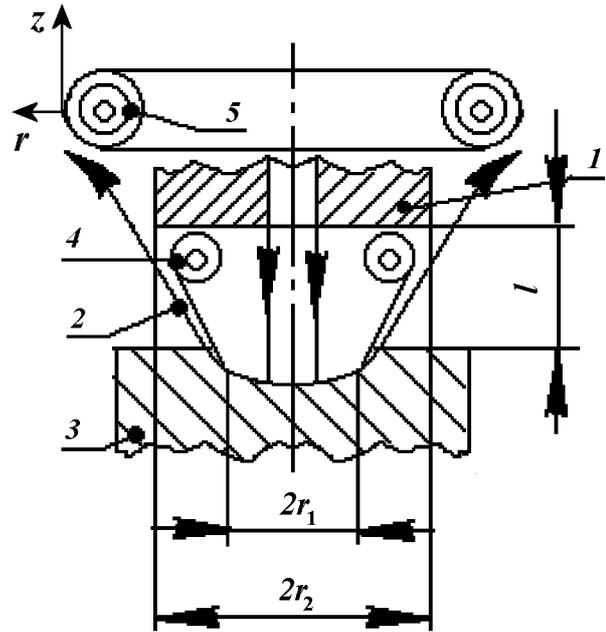


Рис. 1. Модель осесимметричного ГДИ

как точечные источники сферически расходящихся волн.

Зависимость коэффициента поглощения от частоты приводит к тому, что при распространении негармонического сигнала спектральные составляющие импульса затухают неодинаково. При этом видоизменяется его форма, меняется соотношение между интенсивностью импульса и поглощенной удельной мощностью в данной точке. Как следует из ранее проведенных исследований [9], уменьшение интенсивности сферических волн не подчиняется закону $\sim r^{-2} \exp(-2\alpha\omega^2 r)$. Можно предположить, что дополнительное затухание акустических импульсов сопутствует интенсификации технологических процессов. Таким образом, представляется важным получить функцию удельной мощности, поглощенной единицей объема среды, и проанализировать ее взаимосвязь с интенсивностью эрозии металлических образцов в ближнем поле осесимметричного ГДИ.

Воспользуемся полученным ранее выражением для удельной мощности экспоненциального импульса, отнесенной к единице поверхности волнового фронта [9]:

$$I(r) = \frac{p_0^2(\beta_1 - \beta_2)}{2\rho cr^2(\beta_1 + \beta_2)} F(\xi), \quad (1)$$

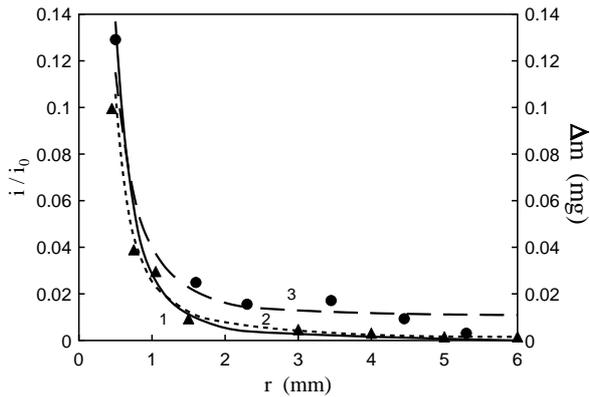


Рис. 2. Зависимости поглощенной удельной мощности и уменьшения массы образца от расстояния до зоны звукообразования:
 1 – расчет по формуле (3) (сплошная);
 2 – уменьшение массы пластинки в трансформаторном масле;
 3 – уменьшение массы пластинки в воде [12]

где

$$F(\xi) = \beta_1 \Pi_0(\xi_1) - \beta_2 \Pi_0(\xi_2);$$

$$\Pi_0(\xi) = [1 - \Phi(\xi)] \exp(\xi^2);$$

$$\Phi(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \exp(-t^2) dt;$$

$$\xi_1 = \beta_1 \sqrt{\alpha_0 r}; \quad \xi_2 = \beta_2 \sqrt{\alpha_0 r}.$$

В последнем выражении $\alpha_0 = 2\alpha/\omega^2$ – коэффициент поглощения для интенсивности плоской волны [10, 11] за счет физического затухания в среде, ω – круговая частота гармоники. Функция $\Phi(\xi)$ – интеграл вероятности. Плотность поглощенной единицей объема среды мощности упругого импульса определим, дифференцируя выражение для интенсивности (1) по координате:

$$i(r) = \frac{\partial I}{\partial r} = \frac{p_0^2(\beta_1 - \beta_2)}{2\rho c(\beta_1 + \beta_2)} \left[-\frac{2F(\xi)}{r^3} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial F(\xi)}{\partial r} \right],$$

где

$$\frac{\partial F(\xi)}{\partial r} = \Pi_1(\xi_1) - \Pi_2(\xi_2);$$

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

В формуле (2) можно пренебречь первым слагаемым ($\sim 1/r^3$) по сравнению со вторым ($\sim 1/r^2$). Тогда искомая величина для удельной поглощенной мощности принимает вид

$$i(r) = \frac{p_0^2(\beta_1 - \beta_2)}{2\rho c r^2(\beta_1 + \beta_2)} [\Pi_1(\xi_1) - \Pi_2(\xi_2)]. \quad (3)$$

Как следует из выражения (3), для $r \rightarrow 0$ функция $i(r)$ обращается в бесконечность. Это соответствует поглощению самых высших гармоник короткого экспоненциального импульса в тонком слое жидкости на границе активной зоны звукообразования – поверхности вторичного тороидального вихря развитой кавитации (рис. 1).

2. АНАЛИЗ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные исследования зависимости кавитационной эрозии свинцовых образцов от осевой координаты r (см. рис. 1) проводились в два этапа. Вначале сравнивались результаты разрушения образцов в двух средах: трансформаторном масле и отстоянной в течение двух недель водопроводной воде. После этого изменялась длительность упругих экспоненциальных импульсов, что соответствовало изменению параметров β_1 и β_2 в выражении (3).

Эрозионные образцы представляли собой свинцовые пластинки размерами $18 \times 5 \times 1$ мм, которые фиксировались на соответствующем расстоянии от активной зоны звукообразования с помощью зажима. Их ориентация относительно вторичного вихря была такой, чтобы разрушению подвергался торец пластинки. Степень эрозии оценивалась по уменьшению массы образцов взвешиванием на аналитических весах с чувствительностью 10^{-5} кг.

На рис. 2 дана теоретическая зависимость относительной удельной мощности акустического импульса, поглощенной в единице объема жидкости, от осевой координаты (кривая 1). Здесь же маркерами показаны усредненные по пяти образцам результаты экспериментов по эрозии свинцовых образцов в трансформаторном масле (треугольники, регрессионная кривая 2) и отстоянной водопроводной воде (кружочки, регрессионная кривая 3). Из графика явствует высокая корреляция между представленными характеристиками, что свидетельствует об их взаимосвязанности. Заметим, что первая среда – химически нейтральная к металлу диэлектрическая жидкость, в которой наибольший вклад в разрушение вносят микроударные волны при схлопывании паровых каверн на поверхности пластинки. Большую кавитационную эрозию в воде [12] можно объяснить интенсификацией химических и электрохимических процессов в акустическом поле высокой интенсивности. В обоих экспериментах поддерживался одинаковый уровень акустического сигнала p_0 и приблизительно одинаковая длительность импульсов

$\tau = (1 \div 1.05)$ мс. Время озвучивания составляло 7 мин. При этом наибольшая интенсивность кавитационной эрозии свинцовых образцов и максимальное нелинейное поглощение мощности короткого импульса имеют место при $r \leq 1.5$ мм.

На рис. 3 представлены теоретические зависимости относительной удельной мощности импульса, поглощенной в единице объема жидкости, от осевой координаты при длительности импульса $\tau = 1.05$ мс (кривая 1) и $\tau = 0.2$ мс (кривая 2). Маркерами представлены результаты экспериментов по эрозии свинцовых образцов в трансформаторном масле. Видно, что поглощенная мощность и уменьшение массы пластинок обратно пропорциональны длительности экспоненциального импульса. При этом наибольшая эрозионная активность ГДИ ограничена расстоянием в 1.5 мм от границы зоны звукообразования.

Длительность импульса можно изменять за счет гидростатического давления в герметичной емкости или заменой одной пары сопло – отражатель на другую, имеющую иные геометрические параметры [7,8]. При этом уровень акустического сигнала можно поддерживать постоянным путем регулировки скорости струи на выходе из сопла [5,6]. Экспериментальные результаты зависимости уменьшения массы образцов от длительности импульса представлены на рис. 4 маркерами. Сплошная кривая – результаты расчетов по формулам (2) и (3) относительной удельной мощности упругого импульса, поглощенной в единице объема жидкости. Также, как и на рис. 2, 3, видна корреляция этих физико-механических процессов.

ВЫВОДЫ

1. Получена теоретическая зависимость поглощенной в единице объема жидкости удельной мощности экспоненциального акустического импульса от осевой координаты и длительности импульса.
2. Экспериментально определена зона наибольшей интенсивности кавитационной эрозии осесимметричного гидродинамического излучателя.
3. Установлена прямая зависимость между нелинейным поглощением сферически расходящегося короткого акустического импульса и кавитационным разрушением образцов в ближнем поле излучателя.
4. При уменьшении длительности экспоненциальных импульсов в ближней зоне существенно

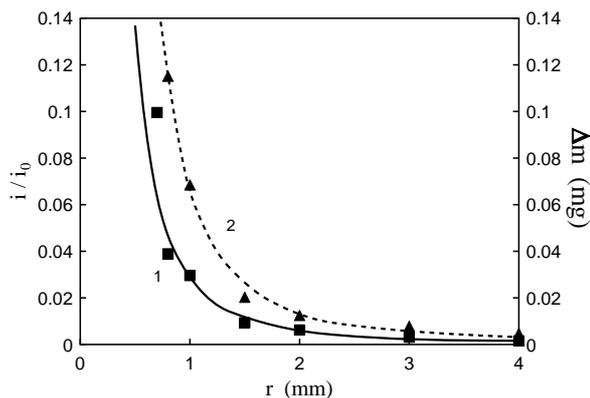


Рис. 3. Зависимости поглощенной в жидкости удельной мощности акустического импульса (формула (3)) и уменьшения массы образца от расстояния до зоны звукообразования в трансформаторном масле:
1 – $\tau = 1.05$ мс; 2 – $\tau = 0.2$ мс

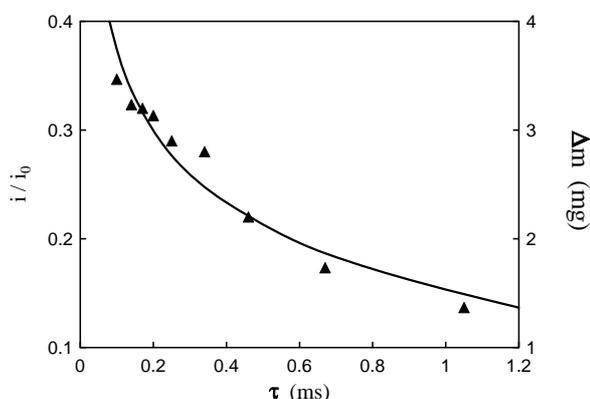


Рис. 4. Зависимости поглощенной в жидкости удельной мощности акустического импульса (формула (3)) и уменьшения массы образца от длительности экспоненциального импульса

но возрастает нелинейное затухание удельной мощности и интенсивность эрозии.

1. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. – М.: Мир, 1974. – 688 с.
2. Сиротюк М. Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л. Д. Розенберга. – М.: Наука, 1968. – С. 167–220.
3. Тельнов А. Ф., Козлов Ю. С., Кузнецов О. К. и др. Моющие средства, их использование и регенерация. – М.: Машиностроение, 1993. – 208 с.
4. Petracchi G. Investigations of cavitations corrosion // Engng Digest. – 1949. – 10, N 9. – P. 314.
5. Дудзинский Ю. М., Маничева Н. В., Назаренко О. А. Оптимизация параметров широкополосного акустического излучателя в условиях

- избыточных статических давлений // Акуст. вісн.– 2001.– 4, N 2.– С. 38–46.
6. Дудзинский Ю. М., Сухарьков О. В., Маничева Н. В. Энергетика прямого гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления // Акуст. вісн.– 2004.– 7, N 1.– С. 40–45.
 7. Дудзинский Ю. М., Дащенко А. Ф. Собственные колебания струйной оболочки в условиях гидростатического давления // Прикл. мех.– 2004.– 40, N 12.– С. 92–98.
 8. Дудзинский Ю. М., Попов В. Г. Вынужденные колебания осесимметричной затопленной струйной оболочки // Прикл. мех.– 2005.– 41, N 4.– С. 60–65.
 9. Дудзинский Ю. М. Ближнее поле осесимметричного гидродинамического излучателя // Акуст. вісн.– 2004.– 7, N 4.– С. 48–51.
 10. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику.– М.: Наука, 1966.– 520 с.
 11. Полякова А. Л. Поглощение звука // Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Под ред. И. П. Голяминой.– М.: Сов. энцикл, 1979.– С. 257–264.
 12. Дудзинский Ю. М., Назаренко А. Ф. Эффективность работы осесимметричных гидродинамических излучателей в условиях избыточного статического давления // Акуст. ж.– 1996.– 42, N 4.– С. 569–572.