

УДК 534.232

## ВТОРОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ МОДЕЛИ ПРОТИВОТОЧНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

А. Ф. НАЗАРЕНКО<sup>1\*</sup>, Т. М. СЛИОЗБЕРГ<sup>1</sup>, А. А. НАЗАРЕНКО<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Одесский национальный политехнический университет  
пр. Шевченко, 1, Одесса, 65044, Украина  
\*E-mail: texcomgrup.od@yandex.ua

<sup>2</sup>Одесская национальная академия связи им. А. С. Попова  
вул. Кузнечная, 1, Одесса, 65029, Украина

Получено 15.06.2015

Рассмотрено второе приближение модели противоточной гидродинамической излучающей системы со звукообразующим элементом в виде несимметричного бочкообразного объема. Эта конфигурация была получена в процессе разработки ранее опубликованной модели, полагающейся первым приближением, в котором в качестве звукообразующего элемента рассматривалась симметричная бочка. Показано, что отличия второго приближения от первого не существенны. На основании этого сделан вывод о быстрой сходимости примененного метода последовательных приближений.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** гидродинамическое звукообразование, гидродинамическая излучающая система, звукообразующий элемент кавитационной природы, трехпараметрическая модель

Розглянуто друге наближення моделі протиточної гідродинамічної випромінюючої системи зі звукоутворюючим елементом у вигляді несиметричного бочкообразного об'єму. Цю конфігурацію було одержано в процесі розробки раніше опублікованої моделі, яка розглядалася як перше наближення, де в якості звукоутворюючого елемента розглядалася симетрична бочка. Показано, що відмінність другого наближення від першого не суттєва. На основі цього зроблено висновок про швидку збіжність застосованого методу послідовних наближень.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** гідродинамічне звукоутворення, гідродинамічна випромінююча система, звукоутворюючий елемент кавітаційної природи, трипараметрична модель

The second approximation for the model of a counter-flow hydrodynamic radiating system with the sound generating element in the form of an asymmetrical barrel volume. This configuration was obtained in the process of developing of the previously published model referred to as the first approximation, where the symmetrical barrel was taken for the sound generating element. The differences between the second and the first approximations are shown to be not significant. This allows the conclusion on rapid convergence of the applied method of successive approximations.

**KEY WORDS:** hydrodynamic sound generation, hydrodynamic radiating system, sound generating element of the cavitation nature, the three-parameter model

### ВВЕДЕНИЕ

Гидродинамические излучающие системы со звукообразующим элементом кавитационной природы – перспективные источники акустических колебаний в жидких средах. Обладая рядом преимуществ по сравнению с другими источниками акустических колебаний, они находят различные практические применения. Оригинальный механизм звукообразования реализован в двух модификациях таких систем – прямоточной и противоточной [1], отличающихся лишь способом формирования звукообразующего элемента. Различие же конфигураций последнего приводит к существенным различиям в математических моделях этих модификаций.

Разработанная модель противоточной излучающей системы изложена в работе [2]. В ней использовались некоторые предположения, которые уда-

лось уточнить в процессе дальнейшей разработки. Представляется интересным выяснить, насколько эти уточненные данные могут влиять на саму модель и следующие из нее количественные выводы.

Опубликованная ранее модель полагается первым приближением для описания рассматриваемой гидродинамико-акустической системы. В качестве второго приближения были проделаны вычисления по тому же алгоритму с уточненными в первом приближении данными. Полученные результаты приведены в этой статье.

### 1. МЕХАНИЗМ ЗВУКООБРАЗОВАНИЯ В ПРОТИВОТОЧНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СИСТЕМЕ

К преимуществам излучающих систем гидродинамической природы следует отнести, в частности, то, что струя жидкости является одновремен-

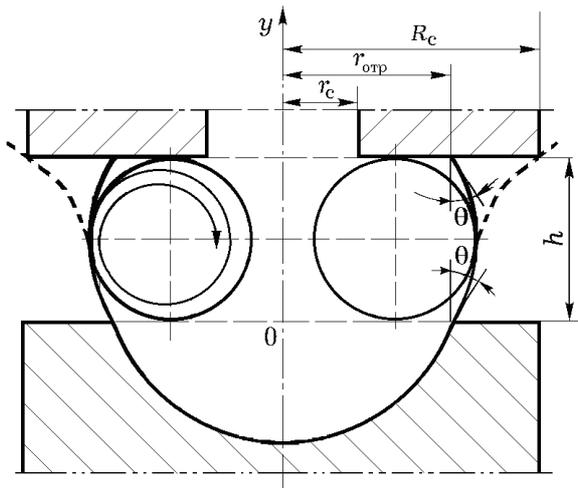


Рис. 1. Схема противоточной гидродинамической излучающей системы

но и источником колебаний, и объектом озвучивания. Вытекая из цилиндрического сопла, имеющего внутренний радиус  $r_c$  и внешний  $R_c$ , со скоростью  $v_0$ , струя попадает на коаксиальный параболический отражатель, торец которого расположен на расстоянии  $h$  от торца сопла (рис. 1). Отраженная полая струя, двигаясь по направлению к соплу и испытывая бернуллиев подсос со стороны центральной струи, искривляется по направлению к ней. Замыкаясь на торце сопла, она отсекает от окружающей жидкости замкнутую выпуклую полость. Часть расхода струи уходит наружу, а часть попадает внутрь полости, образуя вихрь. Полагается, что вихрь на протяжении той части периода, в течение которой существует замкнутая полость, постепенно заполняет вписанный в нее тороид. Этот процесс сопровождается развитием кавитации. Одновременно полая струя под действием избыточного давления изнутри удаляется от оси системы. Накачка продолжается до тех пор, пока струя на уровне торца сопла не достигнет его внешней границы. В этот момент сплошность струи нарушается и происходит выброс содержимого полости в окружающую жидкость, сопровождающийся импульсом давления. Процесс повторяется, причем импульсы следуют с периодичностью, определяющей основную частоту сложного спектра акустических колебаний, генерирующихся в окружающей жидкости.

## 2. АЛГОРИТМ МОДЕЛИ

В модели рассматриваются гармонические колебания ограничивающей полость струи относительно

но ее положения в момент замыкания на торец сопла, которое принято в качестве равновесного. При этом замкнутая полость реально существует только часть периода колебаний  $T$  – от замыкания полой струи на торец сопла до момента  $t_1$  взрыва ( $T/4 \leq t \leq t_1$ ). На протяжении прочих временных интервалов – от стекания струи с отражателя до замыкания струи на торец сопла ( $0 \leq t \leq T/4$ ) и от момента взрыва до конца периода ( $t_1 \leq t \leq T$ ) – колебания полагаются виртуальными [3].

Нелинейные релаксационные колебания давления, являющиеся источниками генерируемых в жидкости акустических волн, аппроксимируются в модели следующим образом. Зависимость давления в области между торцами сопла и отражателя на протяжении периода колебаний терпит разрыв в момент  $t_1$  выброса содержимого полости. Сама же разность давлений, возникающая в окрестности  $t_1$  (непосредственно до и непосредственно после разрыва), формирует периодически повторяющиеся импульсы [4].

В опубликованных ранее работах составлено уравнение гармонических колебаний моделируемой струи, решение которого позволяет записать трансцендентное дисперсионное уравнение, откуда определяется частота колебаний. Коэффициенты дисперсионного уравнения, помимо геометрических характеристик системы, гидростатического давления и скорости истечения жидкости из сопла, содержат три модельных параметра [2]:

- $\chi$  – безразмерный коэффициент пропорциональности, связывающий скорость изменения давления внутри полости, результирующий объем жидкости, попадающий в нее, и давление в окружающей среде;
- $\xi$  – безразмерный коэффициент пропорциональности, связывающий расход струи, попадающий внутрь полости, с расходом бочкообразной струи на торце сопла;
- $2\nu$  – часть объема сплошного тора, вписанного в равновесный объем полости, которую занимает вихрь накануне взрыва.

Таким образом, для определения из дисперсионного уравнения частоты генерируемых колебаний нужно предварительно найти указанные параметры. Для первого приближения модели это было проделано с использованием имеющихся экспериментальных данных, а также сопутствующих соображений относительно интервалов, в которых данные величины имеют физический смысл [5, 6].

Что касается геометрических характеристик, то к ним следует отнести равновесную конфигура-

цию звукообразующего элемента, т. е. ту трехмерную поверхность, относительно которой ограничивающая полость струя совершает свои колебания. В первом приближении в качестве нее выбиралась “бочка”, симметричная относительно плоскости, делящей расстояние между торцами сопла и отражателя пополам и перпендикулярной оси системы [7]. Предполагаемые равновесная форма и объем звукообразующего элемента определяли объем вписанного в него тора, внутри которого формировался вихрь. Одним из следствий применения первого приближения модели стал синтез конфигурации звукообразующего элемента, несколько отличающейся от исходной: он оказался бочкообразным, несколько асимметричным, с объемом, превышающим объем симметричной бочки примерно на 8.5 %<sup>1</sup>. Это различие было признано достаточно большим, что и побудило нас к исследованию второго приближения модели противоточного гидродинамического излучателя.

### 3. ВТОРОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Как уже было сказано выше, основное отличие второго приближения заключается в том, что здесь конфигурация в виде симметричной бочки заменена бочкообразным несимметричным объемом, вычисленным в первом приближении. Оказалось, что его величина практически не зависит от  $v_0$  – вариация составляет лишь десятые доли процента. Это является дополнительным свидетельством правомочности использования в первом приближении единого значения объема во всем диапазоне скоростей истечения струи из сопла [2]. Таким образом, и во втором приближении будем ориентироваться на объем при среднем значении  $v_0$ , считая его одинаковым для всех скоростей истечения.

Естественным следствием увеличения объема звукообразующего элемента  $V_0$  во втором приближении по сравнению с первым явилось увеличение объема  $V_T$  вписанного в него тора. Это повлекло за собой некоторое изменение большинства параметров, входящих в коэффициенты дисперсионного уравнения [2].

Использованные в первом приближении критерии, позволяющие сократить процедуру поиска модельных параметров, ограничив на основе физических соображений области их разрешенных значений [5], оказались вполне применимыми и

<sup>1</sup>Следует отметить, что и характер асимметрии, и значение бочкообразного объема приближает его к экспериментально определенной конфигурации, оцененной по фотографии работающей излучающей системы [4].

для второго. Перечислим их.

1. Часть расхода, попадающая в полость при раздвоении струи на торце сопла  $\xi\theta$ , не может превышать единицу ( $\theta$  – угол стекания полой струи с отражателя):

$$\xi\theta \leq 1.$$

2. Степень заполнения вихрем тороидального объема накануне взрыва не может превышать единицу:

$$2\nu \leq 1.$$

3. Угловая амплитуда струи на торце сопла должна превосходить предельное значение:

$$\alpha(h) > \alpha^*.$$

Смысл первых двух критериев достаточно очевиден. С их помощью удастся определить интервалы параметров, соответствующих колебаниям полости (как малым гармоническим, так и интенсивным релаксационным). Третий критерий позволяет разграничить их типы, выделив область существования релаксационных колебаний. Действительно, в работе [8] показано, что интенсивные релаксационные взрывообразные колебания в жидкости, когда система функционирует в рабочем режиме, происходят только в том случае, когда струя периодически отклоняется за пределы кромки сопла, т. е. угловая амплитуда смещений на уровне торца сопла  $\alpha(h)$  превосходит некоторое предельное значение  $\alpha^*$ , определяемое геометрическими параметрами системы. Для рассмотренного противоточного излучателя с  $r_c = 1.75$  мм,  $R_c = 6$  мм,  $r_{отр} = 3.5$  мм,  $\theta = 41.3^\circ$  получено  $\alpha^* \approx 86^\circ$ .

Минимальные и максимальные разрешенные значения трех модельных параметров во всем исследованном диапазоне скоростей истечения позволяют аналитически определить соответствующие разрешенные виртуальные значения средних давлений в звукообразующем элементе [3]. Во втором приближении при проведении этой процедуры приходится воспользоваться еще одной величиной, заимствованной из первого – значением момента взрыва  $t_1/T$  [5]. Очень важно, что и в первом, и во втором приближениях измеренные значения среднего давления попадают в вычисленный разрешенный интервал [6, рис. 2]. Это дает возможность в рамках второго приближения довести до конца определение модельных параметров, соответствующих рабочим режимам системы по схеме, описанной в работе [6]. Далее путем решения дисперсионного уравнения удалось найти основную частоту генерируемых колебаний.

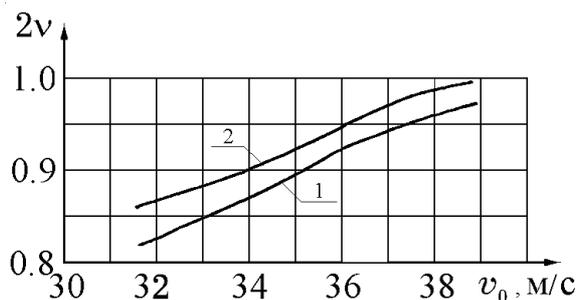


Рис. 2. Зависимость степени заполнения вихрем накануне взрыва звукообразующего элемента от скорости истечения:

1 – первое приближение, 2 – второе приближение

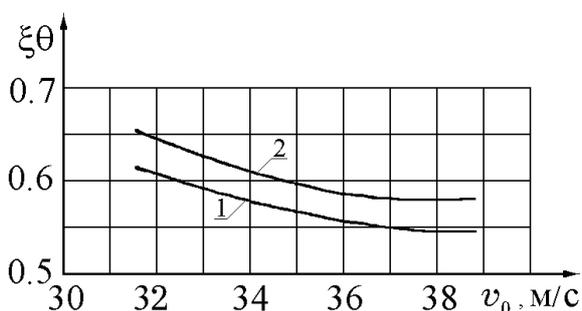


Рис. 3. Зависимость доли натекающего на торец сопла расхода жидкости, попадающего в звукообразующий элемент, от скорости истечения:

1 – первое приближение, 2 – второе приближение

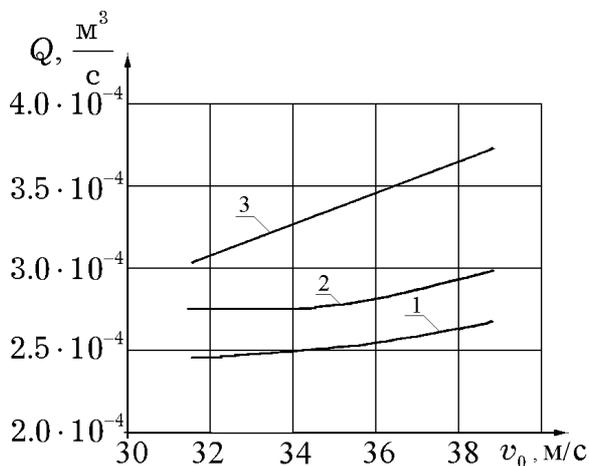


Рис. 4. Зависимости расходов жидкости от скорости истечения:

1 – попадающей в звукообразующий элемент на торце сопла (первое приближение),  
 2 – попадающей в звукообразующий элемент на торце сопла (второе приближение),  
 3 – истекающей из сопла

#### 4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ПРИБЛИЖЕНИЙ

Как и следовало ожидать, вычисленные во втором приближении модельные параметры немного отличаются от полученных в рамках первого приближения. На рис. 2–4 показано как изменяются со скоростью истечения жидкости из сопла некоторые зависящие от них характеристики системы, определенные в двух приближениях. Из графиков видно, что во всех случаях качественный ход обеих зависимостей одинаков, хотя величины для второго приближения оказались несколько выше. Так, оценка степени заполнения тора вихрем накануне взрыва в среднем возросла на 3 % (см. рис. 2); попадающая в звукообразующий элемент часть натекающего на торец сопла расхода [6] – примерно на 5 % (рис. 3); а расход, попадающий в звукообразующий элемент в результате раздвоения струи на торце сопла, – практически на 10 % (рис. 4).

Следует отметить, что вычисленные во втором приближении угловые амплитуды отраженной струи на торце сопла для всех  $v_0$  превышают предельный угол  $\alpha^*$ . Таким образом, и во втором приближении для системы прогнозируется режим работы, сопровождающийся мощными импульсами давления, т. е. в модели имитируются релаксационные колебания.

Отличие расчетных частот от экспериментальных во втором приближении оказалось примерно таким же, как в первом, – оно составляет порядка десятых долей процента. Отличие расчетных средних давлений в звукообразующем элементе от измеренных также примерно одинаково и достигает в среднем нескольких процентов. Различие между оценками моментов взрыва полости для обоих приближений незначительно и укладывается в десятые доли процента.

Представляет также интерес ответ на вопрос, насколько конфигурация и объем звукообразующего элемента, определенные во втором приближении, отличаются от найденных в первом приближении и принятых в качестве исходных. Вычисления, аналогичные описанным в работе [4], показали, что отличие полученного объема от исходного незначительно (до  $\sim 0.3\%$ ). На рис. 5 образующие исходной и расчетной конфигураций совпали с графической точностью и изображены одной кривой.

Как уже указывалось выше, во втором приближении при вычислении области виртуальных разрешенных значений средних давлений использовались значения  $t_1/T$ , взятые из первого приближения. Непосредственная проверка показала, что

эта вынужденная замена не повлияла на оценки генерируемого в полости давления. Таким образом, в силе остается важнейший вывод – величины давления, полученные в результате измерений, попадают в расчетный разрешенный интервал.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Практическое совпадение исходной и рассчитанной во втором приближении конфигураций звукообразующего элемента свидетельствует о том, что примененный метод очень быстро сходится, и исследовать следующие приближения не имеет смысла. Оказалось, что принятое в первом приближении предположение относительно конфигурации звукообразующего элемента в виде симметричной “бочки” [7] не вносит серьезных искажений в полученные результаты. Отличия второго приближения от первого несущественны. Таким образом, уже первое приближение модели удовлетворительно описывает процессы, происходящие при генерировании акустических колебаний противоточной гидродинамической излучающей системы со звукообразующим элементом кавитационной природы.

1. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. О двух модификациях гидродинамической излучающей системы со звукообразующим элементом кавитационной природы // Сб. тр. XIX сес. РАО: том 2.– Нижний Новгород, 2007.– С. 92а–92в.
2. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Модель противоточной гидродинамической излучающей системы со звукообразующим элементом кавитационной природы // Сб. тр. XX сес. РАО: том 1.– М., 2008.– С. 33–37.
3. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Среднее давление в звукообразующем элементе противоточной гидродинамической излучающей системы // Сб. тр. XXIV сес. РАО: том 1.– Саратов, 2011.– С. 96–100.

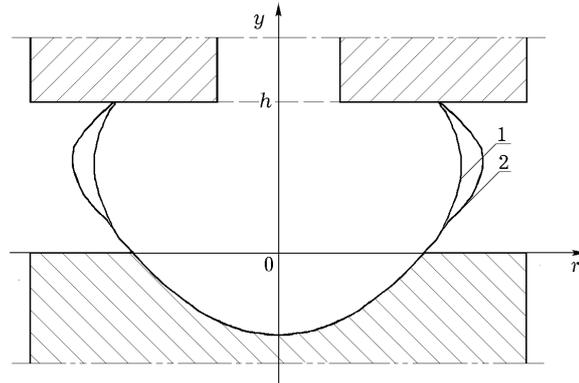


Рис. 5. Конфигурации звукообразующего элемента:

1 – исходная и расчетная, 2 – экспериментальная

4. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Следствия модели противоточной гидродинамической излучающей системы // Акуст. вісн.– 2013–2014.– 16, № 4.– С. 42–47.
5. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Области определения модельных параметров противоточной гидродинамической излучающей системы // Сб. тр. XXV сес. РАО: том 1.– Таганрог, 2012.– С. 97–100.
6. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Определение модельных параметров противоточной гидродинамической излучающей системы, соответствующих ее рабочим режимам // Акуст. вісн.– 2013–2014.– 16, № 3.– С. 41–45.
7. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Два возможных вида колебаний звукообразующего элемента противоточной гидродинамической излучающей системы // Актуальні аспекти фізико-механічних досліджень: Акустика і хвилі.– К.: Ін-т гідромеханіки НАН України, 2007.– С. 218–222.
8. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Два возможных вида колебаний звукообразующего элемента противоточной гидродинамической излучающей системы // Сб. тр. XXII сес. РАО: том 2.– М., 2010.– С. 85–88.