

УДК 534.232

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ ВНУТРЕННЕЙ ОБЛАСТИ ПРОТИВОТОЧНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Т. В. МАКАРОВА, А. В. ЖУКОВА, Ю. М. ДУДЗИНСКИЙ*

*Одесский национальный политехнический университет**пр. Шевченко, 1, Одесса, 65044, Украина***E-mail: dudzin@mail.ru**Получено 18.08.2015*

Для описания пульсирующей кавитационной межструйной области гидродинамического излучателя противоточного типа предложена упрощенная сферическая модель и модель в виде усеченного конуса. Каждая из них рассмотрена в двух модификациях: с учетом центральной струи, вытекающей из сопла, и без ее учета. Для всех моделей определены характерные размеры и пространственные ограничения; найдены собственная, присоединенная и совокупная массы пульсирующей области (пульсатора). Получены зависимости массовых параметров от характерных размеров. Показано, что преобладающую роль играет присоединенная масса. Для сферической модели она почти в 6 раз превышает собственную массу пульсатора, а для конической – еще больше. Влияние присоединенной массы усиливается при увеличении газосодержания двухфазной среды, т. е. при развитии кавитации. Учет центрального осевого канала, занятого струей из сопла, также увеличивает вклад присоединенной массы в совокупную массу пульсатора. Совокупные массы пульсирующей области в разных модификациях каждой из моделей оказались сравнимыми вследствие взаимной компенсации двух факторов – уменьшения собственной массы пульсатора за счет цилиндрического объема, занятого струей из сопла, и соответствующего роста присоединенной массы.

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

Для опису пульсуючої кавітаційної міжструйної області гідродинамічного випромінювача протитієїного типу запропоновано спрощену сферичну модель і модель у вигляді зрізаного конуса. Кожну з них розглянуто у двох модифікаціях: з урахуванням центрального струменя, що витікає з сопла, і без його урахування. Для всіх моделей визначені характерні розміри й просторові обмеження; знайдені власна, приєднана і сукупна маси пульсуючої області (пульсатора). Отримані залежності масових параметрів від характерних розмірів. Показано, що переважну роль відіграє приєднана маса. Для сферичної моделі вона майже в 6 разів перевищує власну масу пульсатора, а для конічної – ще більша. Вплив приєднаної маси посилюється при збільшенні газомісту двофазного середовища, тобто при розвитку кавітації. Урахування центрального осевого каналу, зайнятого струменем із сопла, також збільшує внесок приєднаної маси в сукупну масу пульсатора. Сукупні маси пульсуючої області в різних модифікаціях кожної з моделей виявилися порівнюваними внаслідок взаємної компенсації двох факторів – зменшення власної маси пульсатора за рахунок циліндричного об'єму, зайнятого струменем із сопла, і відповідного зростання приєднаної маси.

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

A simplified spherical model and truncated cone model are proposed to describe the pulsating cavitation area between the jets of the the counter-flow type jet hydrodynamic radiator. Each of the models are considered in two modifications: with the allowance for central jet from the nozzle and without taking it into account. The characteristic dimensions and spatial restrictions are determined for all mentioned models and, as well as own, apparent and total mass of the pulsating area (pulsator). The dependencies of the mass parameters from characteristic dimensions of models were obtained. The dominance of the apparent mass is shown. For spherical model, it is almost 6 times greater than pulsator's own mass, and is even greater for the conical case. The effect of the apparent mass increases with gas content of the dual-phase environment, i. e., under the developing cavitation. Considering of the central axial canal occupied by the jet from the nozzle also leads to increasing contribution of the apparent mass to the total mass of pulsator. The total masses of a pulsating area for various modifications of the models are found to be comparable due to cancellation effect of two factors: decrease of the pulsator's own mass due to subtraction of the cylindrical volume occupied by the jet from the nozzle along with simultaneous increasing of its apparent mass.

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

ВВЕДЕНИЕ

Струйные гидродинамические излучатели (ГДИ) – это устройства, в которых часть кинетической энергии затопленной струи преобразуется

в энергию пульсаций внутренней межструйной кавитационной области, заполненной двухфазной средой, и энергию колебательного движения затопленной струей оболочки. Звукообразование в ГДИ происходит в результате взаимодействия

основных элементов его рабочей зоны – вытекающей и отраженной струй, а также внутренней межструйной области. Рабочую зону ГДИ можно рассматривать как единую энергетически согласованную гидродинамическую систему.

Идея о возможном механизме генерирования звука непосредственно за счет пульсаций кавитационной области была высказана в работе [1], хотя детали этой теории не были разработаны. В публикации [2] предложена акустическая модель струйной оболочки ГДИ в виде сферического монополя и решена граничная задача об излучении звука. На основании анализа решения был сделан вывод о том, что в рабочей зоне излучателя образуется резонансная система, состоящая из внутренней упругой кавитирующей среды, самой струйной оболочки и внешней присоединенной массы жидкости. Благодаря полученным результатам были определены характеристики звукового поля ГДИ, изучены упругие свойства двухфазной среды и даны объяснения ряду эффектов, обнаруженных в экспериментальных исследованиях [3]. В частности, использование данных [4] о плотности и сжимаемости двухфазной среды позволило оценить скорость звука в ней. В ряде работ проводились исследования поперечных колебаний затопленных кольцевых струйных оболочек и определялось влияние их параметров на характеристики ГДИ [5, 6].

Для более полного раскрытия физических особенностей звукообразования в ГДИ представляется необходимым системное теоретическое исследование межструйной пульсирующей области как самостоятельного объекта. Имеет смысл рассматривать эту область, заполненную двухфазной средой, как совершающее объемные колебания в жидкой среде единое целое с его учетом инерционных (массовых) и упругих свойств. Первый шаг в решении этой задачи – определение массы пульсирующей межструйной области, которую назовем для краткости пульсатором. Указанная масса представляет собой интегральную характеристику, в которую входят собственная масса объекта, обусловленная его внутренним содержимым, и присоединенная масса, которая позволяет учитывать реактивное сопротивление среды, окружающей пульсатор.

Целью настоящей статьи является определение массы пульсатора с учетом его геометрических особенностей, а также оценка вклада собственной и присоединенной массы в совокупную массу для моделей с разной геометрией.

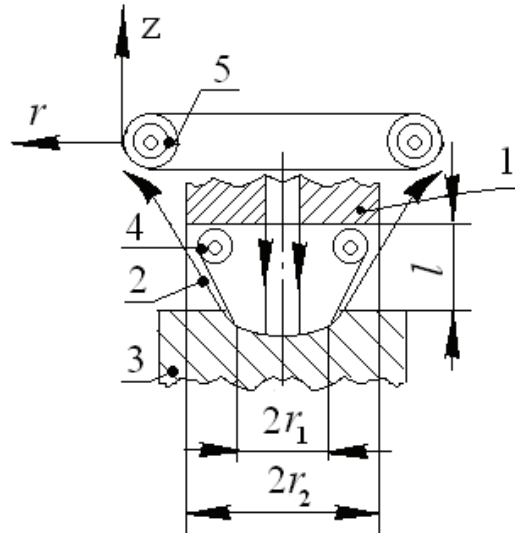


Рис. 1. Схема противоточного ГДИ:
1 – сопло, 2 – затопленная струйная оболочка,
3 – отражатель, 4 – тороидальный вихрь,
5 – вторичный тороидальный вихрь

1. СХЕМА ПРОТИВОТОЧНОГО ГДИ И МОДЕЛИ ЕГО ВНУТРЕННЕЙ МЕЖСТРУЙНОЙ ОБЛАСТИ

Рассмотрим конструктивную схему ГДИ так называемого противоточного типа (рис. 1). Он состоит из двух соосно расположенных частей – круглого сопла и отражателя, имеющего на торце параболическую лунку. Затопленная струя жидкости круглого сечения вытекает из сопла 1, разворачивается и формируется в струйную оболочку 2 в виде усеченного конуса с помощью параболической лунки на отражателе 3. Внешний край сопла, на который натекает струя, представляет собой прямоугольный клин. В результате несимметричного натекания на данное препятствие струя приобретает поперечную неустойчивость и может раздваиваться. При этом одна часть потока уходит во внутреннее пространство излучателя, где сворачивается в тороидальный вихрь 4 [8–10], а другая – во внешнее пространство, где формируется вторичный тороидальный вихрь 5. Внутри вихрей за счет эффекта Бернулли возникает кавитация и создается двухфазная среда, состоящая из жидкости и многочисленных парогазовых пузырьков (каверн). Периодическое накопление такой среды во внутренней области оказывает давление на струйную оболочку, в результате чего она вынуждена отклоняться и выпускать излишек газо-жидкостной смеси во внешнее пространство. Очевидно, что существенное влияние на ха-

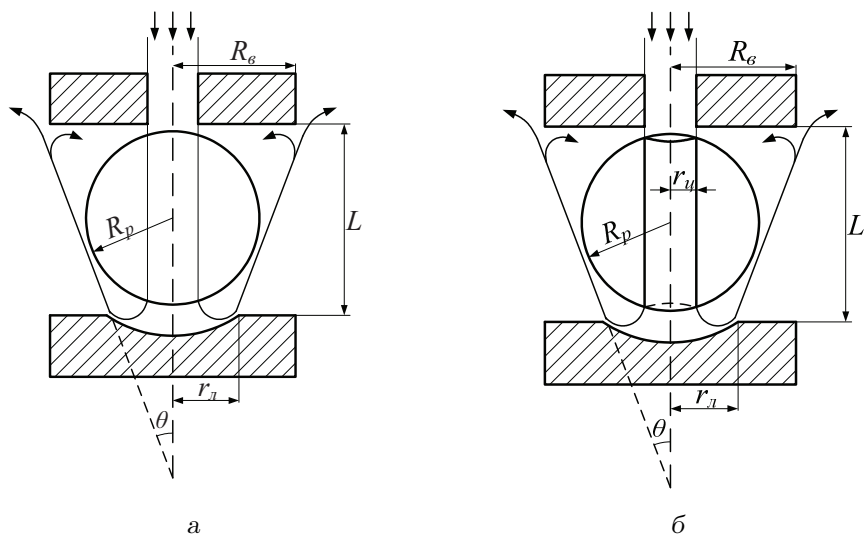


Рис. 2. Сферическая модель межструйной области противоточного ГДИ: а – без учета центрального осевого струйного канала, б – с учетом струйного канала

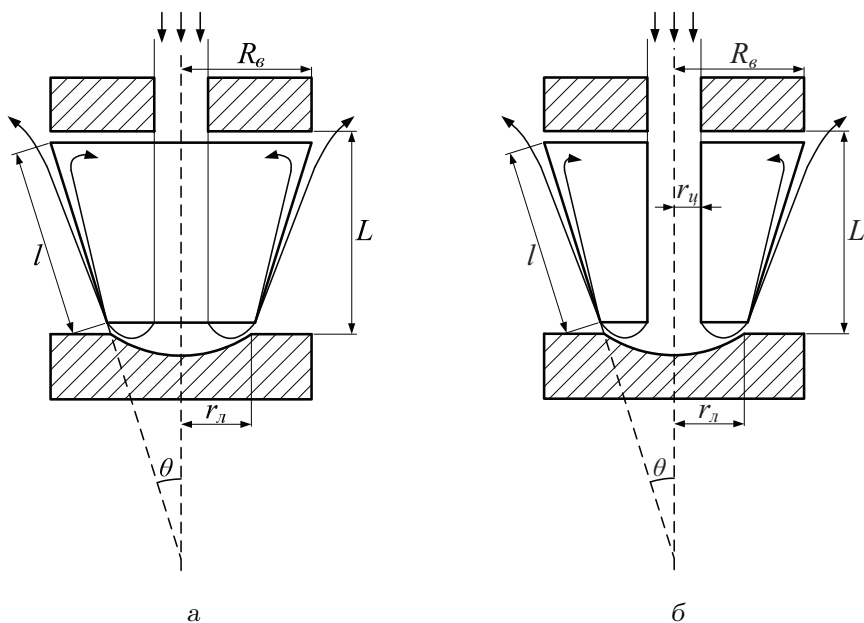


Рис. 3. Модель межструйной области противоточного ГДИ в виде усеченного конуса: а – без учета центрального осевого струйного канала, б – с учетом струйного канала

рактически возникающих при этом поперечных колебаний струйной оболочки оказывает содержимое рассматриваемой нами внутренней кавитационной области, в котором могут проходить собственные неравновесные динамические процессы. Геометрические особенности внутренней области, а следовательно, и режим работы ГДИ, изменяются в зависимости от расстояния между соплом и отражателем. Для исследования внутренней пульсиру-

ющей области предложим две модели. Первая из них, наиболее проста с геометрической точки зрения и представляет собой пульсирующую сферу равновесного радиуса R_p , вписанную в пространство межструйной зоны ГДИ. Ниже она будет рассмотрена в двух модификациях: без учета объема, занятого центральной затопленной струей, вытекающей из сопла ГДИ (рис. 2, а), и в виде сферы с “вырезанным” осевым цилиндрическим каналом,

занятым центральной струей и потому исключенным из объема пульсатора (рис. 2, б). Вторая модель представляет собой усеченный конус, что лучше соответствует геометрии межструйной пульсирующей области ГДИ. Для нее также предусмотрены две модификации: без учета канала, занятого струей, вытекающей из сопла (рис. 3, а), и с учетом центрального струйного канала (рис. 3, б).

В качестве основных геометрических параметров межструйной зоны ГДИ и внутренней пульсирующей области примем L – расстояние между соплом и отражателем; $r_{ц}$ – внутренний радиус сопла (центральной струи); $R_{в}$ – внешний радиус сопла; $r_{л} = R_{н}$ – радиус параболической лунки на отражателе; θ – угол раскрытия конуса затопленной струйной оболочки.

Прежде чем приступить к определению массы пульсатора, необходимо обсудить характерные размеры системы.

Для сферической модели существуют некоторые условия, ограничивающие радиус пульсатора. Во-первых, сфера должна помещаться между соплом и отражателем: $R_{п} < L/2$, а во-вторых, непосредственно из геометрии модели следуют два выражения, связывающие геометрические параметры пульсатора с параметрами межструйной зоны ГДИ:

$$R_{п} < \frac{L \operatorname{tg} \theta + r_{л}}{1 + \operatorname{tg} \theta}, \quad (1)$$

$$R_{п} < \frac{R_{в}}{1 + \operatorname{tg} \theta}. \quad (2)$$

Когда разность внешнего радиуса сопла и радиуса лунки на отражателе имеет тот же порядок, что и расстояние между соплом и отражателем ($R_{в} - r_{л} \approx L$, откуда $\operatorname{tg} \theta \approx 1$), то полученные условия совпадают.

Для модели пульсирующей внутренней области ГДИ в виде усеченного конуса примем его высоту равной расстоянию между соплом и отражателем: $h = L$. За радиус верхнего основания примем радиус внешнего края сопла $R_{в}$, а нижнего – радиус лунки на отражателе: $R_{н} = r_{л}$.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОВОКУПНОЙ МАССЫ МОДЕЛЕЙ ПУЛЬСАТОРА

Под собственной массой M_c пульсатора будем понимать массу содержимого, заключенного в его объеме. Присоединенная масса $M_{пр}$ позволяет учесть наличие внешней среды, окружающей пульсатор. Тогда массу модели пульсатора, рассматриваемого как материальный объект, совершающей объемные колебания в жидкой среде, сле-

дует искать как совокупную массу, т. е. сумму собственной массы и присоединенной массы:

$$M = M_c + M_{пр}. \quad (3)$$

2.1. Масса сферической модели

Пусть совокупная масса пульсатора для первой модификации наиболее простой сферической модели (без учета центрального струйного канала) будет

$$M^{(1)} = M_c^{(1)} + M_{пр}^{(1)}.$$

В режиме развитой кавитации содержимое пульсирующей области состоит из смеси жидкости и парогазовых включений, поэтому собственная масса пульсирующей области имеет два соответствующих слагаемых:

$$M_c^{(1)} = (1 - \eta)V_p^{(1)}\rho_{ж} + \eta V_p^{(1)}\rho_{г}, \quad (4)$$

где $M_c^{(1)}$ – собственная масса пульсатора в первой модификации сферической модели; $V_p^{(1)}$ – его равновесный объем; η – объемное газосодержание; $\rho_{ж}$ – плотность рабочей жидкости; $\rho_{г}$ – плотность парогазовых включений. Считая объемные доли жидкости и газа в двухфазной среде сравнимыми по величине и учитывая, что плотность газа существенно меньше, чем плотность жидкости, получаем из (4) приближенное выражение для собственной массы:

$$M_c^{(1)} \approx (1 - \eta)V_p^{(1)}\rho_{ж} = (1 - \eta)M_{ж}^{сф}. \quad (5)$$

Здесь $M_{ж}^{сф}$ – масса жидкости, занимающей объем сферы.

Чтобы определить присоединенную массу пульсатора, воспользуемся подходом, предложенным в работе [11]. Учтем, что наличие второго члена в уравнении (3) обусловлено реактивной составляющей акустического сопротивления среды (импеданса). Как известно из трудов М. А. Исаковича [12], в ближней зоне источника звука для расходящейся гармонической сферически-симметричной волны импеданс среды Z определяется комплексным выражением

$$Z = \operatorname{Re} Z + i \operatorname{Im} Z = \rho_{ж} c k r^2 - i \rho_{ж} c k r, \quad (6)$$

где r – радиальная координата; c – скорость распространения акустической волны; k – волновое число.

Выражение (6) справедливо при условии $kr \ll 1$, когда отношение вещественной и мнимой частей импеданса $\operatorname{Re} Z / \operatorname{Im} Z = kr$ – малая величина [13].

Поэтому активным акустическим сопротивлением и связанной с ним диссипацией энергии при пульсациях модели можно пренебречь. Рассматривая ближнюю зону пульсатора как несжимаемую среду, можно также пренебречь силами упругого сопротивления, ограничиваясь, только массовой составляющей реактивной части сопротивления: $Z = -i\rho_{ж}ckr$.

В струйных ГДИ радиус внутренней области имеет характерную величину меньше сантиметра при длине волны порядка метра, поэтому значения равновесного радиуса в рассматриваемой модели пульсатора заведомо удовлетворяют условию $kR_p \ll 1$. Соответственно, абсолютное значение реактивного массового сопротивления пульсатора определяется выражением

$$\text{Im } Z \approx i\rho_{ж}ckR_p = i\omega\rho_{ж}R_p, \quad (7)$$

где ω – циклическая частота пульсаций.

В соотношении (7) массовое реактивное сопротивление, испытываемое пульсирующей областью со стороны жидкости в процессе колебаний, определяется произведением $\rho_{ж}R_p$. Этот параметр (в соответствии с размерностью кг/м²) характеризует распределение массы по поверхности пульсатора в зависимости от его равновесного радиуса R_p и задает плотность массового сопротивления среды колебаниям пульсатора. Поэтому для всей замкнутой поверхности пульсатора величину $M_{пр} = \int \rho_{ж}R_p dS$ следует рассматривать как измеряемую в единицах массы общую интегральную характеристику реактивного сопротивления среды колебаниям пульсатора, соответствующую понятию присоединенной массы. Учитывая $R_p = \text{const}$, получаем хорошо известный результат:

$$M_{пр}^{(1)} = S^{(1)}\rho_{ж}R_p = 3V_p^{(1)}\rho_{ж} = 3M_{ж}^{сф}. \quad (8)$$

Суммируя правые части соотношений (5) и (8), находим совокупную массу модели сферического пульсатора в первой модификации:

$$M^{(1)} = (4 - \eta)V_p^{(1)}\rho_{ж} = (4 - \eta)M_{ж}^{сф}. \quad (9)$$

2.2. Масса сферической модели с учетом центрального струйного осевого канала

Рассмотренный выше принцип определения совокупной массы пульсатора может быть использован и при рассмотрении иных их геометрических моделей. В частности, в соответствии с рассматриваемой конструкцией противоточного ГДИ, представляет интерес учет объема струи, исходящей из сопла и занимающей центральную часть

внутренней зоны между соплом и отражателем. Этой конфигурации соответствует вторая модификация предложенной сферической модели пульсатора (см. рис. 2, б).

Объем, занимаемый потоком жидкости из сопла, будем рассматривать как центральный осевой цилиндрический канал, занимающий часть рабочей области пульсатора. Геометрические характеристики ГДИ таковы, что объем струи сравним с объемом рабочей области самого пульсатора. Поверхность струйного канала внутри пульсирующей кавитационной области одновременно является границей пульсатора с рабочей жидкостью. Считая “вырезанный” объем струи прямым круговым цилиндром с высотой $h = 2R_p$ и радиусом $r_{ц}$, получим формулу для равновесного объема пульсатора:

$$V_p^{(2)} = V_p^{сф} - V_p^{ц} = V_p^{сф}(1 - 1.5\beta^2). \quad (10)$$

Здесь $\beta = r_{ц}/R_p$. Тогда собственная масса пульсатора для данной модификации модели с учетом полученной ранее формулы (5) будет задаваться выражением

$$M_c^{(2)} = (1 - \eta)(1 - 1.5\beta^2)M_{ж}^{сф}. \quad (11)$$

Для модифицированной модели пульсатора, в которой следует учесть наличие двух поверхностей, отделяющих его объем от внешней среды, присоединенная масса состоит из двух слагаемых. Первое из них – присоединенная масса, определяемая наружной сферической поверхностью и найденная в предыдущем случае (см. формулу (8)); а второе слагаемое – присоединенная масса, обусловленная наличием внутренней цилиндрической поверхности. Будем считать, что для нее выполняется условие $r_{ц} = \text{const}$, а массовое реактивное сопротивление распределено по этой поверхности равномерно с поверхностной плотностью $\rho_{ж}r_{ц}$. Тогда

$$M_{пр}^{ц} = S^{ц}\rho_{ж}r_{ц} = 2V_p^{ц}\rho_{ж} = 2M_{ж}^{ц}. \quad (12)$$

Объединяя оба слагаемых, с учетом выражений (8) и (12) находим полную присоединенную массу для второй модификации сферической модели пульсатора в следующем виде:

$$M_{пр}^{(2)} = M_{пр}^{сф} + M_{пр}^{ц} = 3(1 + \beta^2)M_{ж}^{сф}. \quad (13)$$

Суммируя результаты (11) и (13), получаем выражение для совокупной массы второй модификации сферической модели пульсатора:

$$M^{(2)} = M_c^{(2)} + M_{пр}^{(2)} = M^{(1)} + 1.5(1 + \eta)\beta^2 M_{ж}^{сф}. \quad (14)$$

Второе слагаемое здесь представляет собой поправку к совокупной массе исходной сферической модели пульсатора, учитывающую наличие в нем струйного цилиндрического канала.

2.3. Масса конической модели

Для первой, более простой модификации (без учета центрального осевого струйного канала), второй модели пульсатора в виде усеченного конуса собственная масса пульсатора $M_c^{(3)}$ была найдена в виде:

$$M_c^{(3)} = (1 - \eta)V_p^{(3)}\rho_{ж} = (1 - \eta)M_{ж}^k, \quad (15)$$

где $M_{ж}^k$ – масса жидкости, занимающей объем усеченного конуса $V_p^{(3)}$.

Присоединенная масса модели $M_{пр}^{(3)}$ была получена путем интегрирования по внешней поверхности усеченного конуса при $\theta = \text{const}$ с учетом того, что бесконечно малый элемент поверхности конуса находится от его оси на расстоянии, изменяемом в пределах от радиуса отражателя R_n до радиуса внешнего края сопла R_b :

$$M_{пр}^{(3)} = \frac{2}{\cos \theta} M_{ж}^k. \quad (16)$$

Суммируя результаты (15) и (16), получаем для совокупной массы первой модификации конической модели пульсатора выражение:

$$M^{(3)} = \left(1 - \eta + \frac{2}{\cos \theta}\right) M_{ж}^k. \quad (17)$$

Следует отметить, что для конической модели масса пульсатора зависит от угла θ раскрытия конуса затопленной струи.

2.4. Масса конической модели с учетом центрального струйного осевого канала

Наличие центрального осевого струйного канала во второй модификации конической модели учитывалось по аналогии с выражениями (10), (12) для сферической модели пульсатора. Собственная масса пульсатора $M_c^{(4)}$ в этом случае получена в виде:

$$M_c^{(4)} = (1 - \eta)V_p^{(4)}\rho_{ж} = (1 - \eta)(M_{ж}^k - M_{ж}^n), \quad (18)$$

где $V_p^{(4)}$ – масса жидкости, занимающей объем конуса за вычетом объема цилиндрического канала.

Как и для сферической модели, присоединенная масса состоит из двух слагаемых: присоединенной массы наружной и внутренней поверхности:

$$M_{пр}^{(4)} = M_{пр}^k + M_{пр}^n = \frac{2}{\cos \theta} M_{ж}^k + 2M_{ж}^n. \quad (19)$$

Тогда совокупная масса модели определяется выражением

$$M^{(4)} = \left(1 - \eta + \frac{2}{\cos \theta}\right) M_{ж}^k + (1 + \eta)M_{ж}^n. \quad (20)$$

Второе слагаемое здесь представляет собой поправку к совокупной массе простой конической модели, учитывающую наличие центрального струйного канала.

3. АНАЛИЗ МАССОВЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ПУЛЬСАТОРА

Расчеты совокупной массы для обеих модификаций сферической и конической моделей пульсатора проведены для ряда ГДИ противоточного типа с характерными размерами отражателей (2...5) мм. Равновесный радиус пульсатора R_p , задаваемый в сферической модели, был сопоставлен с радиусом параболической лунки на отражателе $r_{л}$.

Размер пульсирующей области для каждого отражателя может изменяться в зависимости от расстояния между соплом и отражателем. В соответствии с этим для сферической модели радиус сферы для каждого ГДИ варьировался с учетом ограничений, наложенных в условиях (1) и (2). Для конической модели высота усеченного конуса принималась равной расстоянию между соплом и отражателем. Для модификаций моделей с учетом центрального осевого канала было принято общее для всех исследованных ГДИ соотношение между радиусами сопла (струи) и отражателя: $r_{ц} = r_{л}/2$. Кроме того, принималось, что плотность воды $\rho_{ж}^l = 1000 \text{ кг/м}^3$; доля газа в двухфазной среде $\eta = 0.388$ согласно результатам, полученным на основе данных [2].

3.1. Анализ сферической модели

В исходной сферической модели пульсатора (без учета канала) в соответствии с формулами (9) и (14) совокупная масса пульсатора растет пропорционально кубу его радиуса. Отношение совокупной массы к собственной массе пульсатора определяется выражением

$$\frac{M^{(1)}}{M_c^{(1)}} = 1 + \frac{M_{пр}^{(1)}}{M_c^{(1)}} = 1 + \frac{3}{1 - \eta}. \quad (21)$$

При выбранном значении газосодержания учет присоединенной массы приводит к увеличению совокупной массы пульсатора приблизительно в 5.9 раз. С ростом газосодержания относительный вклад присоединенной массы увеличивается.

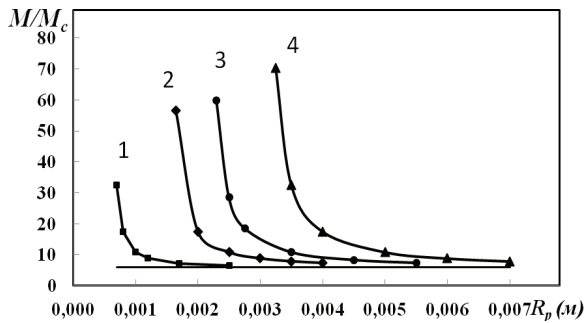


Рис. 4. Зависимость отношения совокупной массы пульсатора к его собственной массе от радиуса пульсатора для сферической модели ГДИ с радиусом отражателя: 1 – 1 мм, 2 – 2.5 мм, 3 – 3.5 мм, 4 – 5 мм

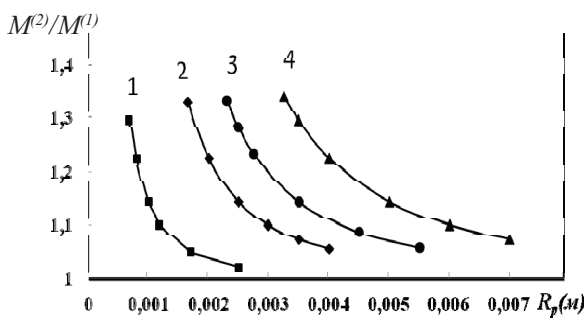


Рис. 5. Зависимость отношения совокупных масс пульсатора в разных модификациях сферической модели от его радиуса для ГДИ с радиусом отражателя: 1 – 1 мм, 2 – 2.5 мм, 3 – 3.5 мм, 4 – 5 мм

Аналогичное массовое отношение получено для второй модификации сферической модели:

$$\frac{M^{(2)}}{M_c^{(2)}} = 1 + \frac{M_{\text{пр}}^{(2)}}{M_c^{(2)}} = 1 + \frac{3(1 + \beta^2)}{(1 - \eta)(1 - 1.5\beta^2)}.$$

Поскольку $\beta = R_p$, здесь наблюдается зависимость от равновесного радиуса пульсатора R_p (см. рис. 4). Кривые 1, 2, 3 и 4 получены для ГДИ с характерными размерами отражателя (радиуса лунки) 1, 2.5, 3.5 и 5 мм соответственно.

Радиус струи для каждого типоразмера ГДИ – постоянная величина, поэтому при увеличении R_p зависимость от радиуса перестает быть существенной и массовое соотношение стремится к значению 5.9, полученному для исходной сферической модели. С уменьшением радиуса пульсатора вклад присоединенной массы существенно возрастает. Следует, однако, учесть, что при $r_{\text{ц}} \approx R_p$ кавитационная область не может существовать, поэтому для модификации сферической модели пульсатора со струйным каналом к условиям (1) и (2), найден-

ным для исходного варианта модели, следует добавить условие $R_p > r_{\text{ц}}$, а область малых радиусов не рассматривать.

Соотношения совокупных и присоединенных масс для двух модификаций сферической модели получены в виде

$$\frac{M^{(2)}}{M^{(1)}} = 1 + \frac{1.5(1 + \eta)}{4 - \eta} \beta^2,$$

$$\frac{M_{\text{пр}}^{(2)}}{M_{\text{пр}}^{(1)}} = 1 + \beta^2.$$

С ростом радиуса пульсатора различие между совокупными массами сферических моделей в различных модификациях практически исчезает (см. рис. 5). Полученный результат объясняется взаимно компенсирующим влиянием двух факторов: уменьшением собственной массы $M_c^{(2)}$ за счет сокращения объема пульсатора (тем более значительным, чем больше радиус цилиндра, занятого струей) и несколько более весомое возрастание присоединенной массы. Это наглядно видно из выражений (11) и (13), в которых зависимости этих составляющих от β имеют разные знаки.

3.2. Анализ конической модели

Отношение совокупной массы к собственной массе пульсатора для исходной конической модели определяется соотношением

$$\frac{M^{(3)}}{M_c^{(3)}} = 1 + \frac{2}{(1 - \eta) \cos \theta}. \quad (22)$$

Здесь, в отличие от выражения (21) для простой сферической модели, уже содержится зависимость от характерного размера – расстояния между соплом и отражателем L (рис. 6).

Как и для сферической модели, вклад присоединенной массы более существенен в области малых радиусов, однако для конической модели он выражен значительно слабее. Учет центрального осевого канала во второй модификации модели (кривые со сплошными маркерами) показывает дополнительное увеличение вклада присоединенной массы по сравнению с простой конической моделью (кривые с маркерами без заливки).

Отношение совокупных масс пульсатора для двух модификаций конической модели получено в виде

$$\frac{M^{(4)}}{M^{(3)}} = 1 + \frac{(1 + \eta) M_{\text{ж}}^{\text{ц}}}{\left(1 - \eta + \frac{2}{\cos \theta}\right) M_{\text{ж}}^{\text{к}}}.$$

Учет центрального струйного канала во второй модификации конической модели практически не влияет на совокупную массу пульсатора, показывая лишь незначительное ее увеличение за счет роста присоединенной массы (рис. 7). Значения совокупной массы пульсатора для различных модификаций конической модели близки. Следовательно, для конической модели при расчетах можно пользоваться более простой модификацией без учета центрального осевого канала. Следует отметить, что совокупная масса конической модели изменяется в более узких пределах, т. е. меньше зависит от расстояния между соплом и отражателем, чем это наблюдалось для сферической модели.

ВЫВОДЫ

Полученные данные позволяют оценить влияние присоединенной массы на инерционные свойства исследуемого пульсатора, а также обосновать учет (или неучет) влияния реактивного сопротивления на колебания в жидкости пульсатора, рассматриваемого как единый материальный объект. По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Показано, что преобладающую роль в инерционных свойствах пульсирующей межструйной области противоточного ГДИ играет именно присоединенная масса, которая для упрощенной сферической модели почти в шесть раз превышает собственную массу пульсатора. Для остальных моделей и их модификаций вклад присоединенной массы оказался еще более существенным.
2. Обнаружено, что влияние присоединенной массы на совокупную массу всех исследованных моделей усиливается при увеличении газосодержания двухфазной среды, т. е. при развитии кавитации.
3. Показано, что учет наличия центрального струйного канала дополнительно увеличивает вклад присоединенной массы в совокупную массу пульсатора. Вместе с тем, это увеличение незначительно, поскольку рост присоединенной массы практически компенсируется соответствующим уменьшением собственной массы пульсатора.
4. Поскольку учет центрального струйного канала не оказывает существенного влияния на совокупную массу пульсатора, то при расчетах

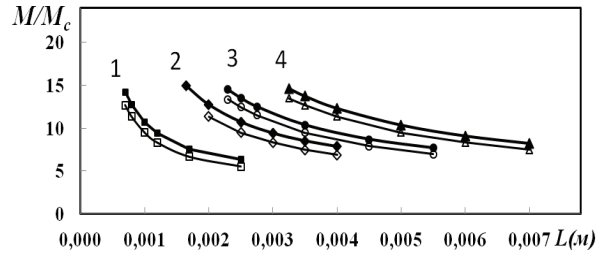


Рис. 6. Зависимость отношения совокупной массы пульсатора к его собственной массе от расстояния между соплом и отражателем для ГДИ с радиусом отражателя:
1 – 1 мм, 2 – 2.5 мм, 3 – 3.5 мм, 4 – 5 мм;
маркеры без заливки – исходная модель,
сплошные маркеры – модифицированная модель

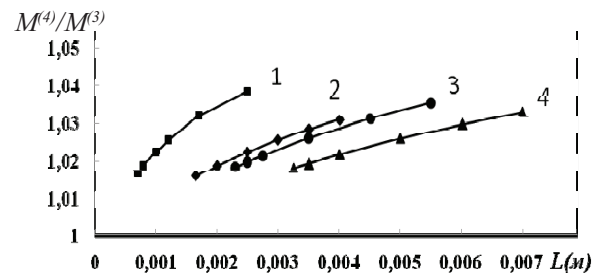


Рис. 7. Зависимость отношения совокупных масс пульсатора в разных модификациях конической модели от расстояния между соплом и отражателем для ГДИ с радиусом отражателя:
1 – 1 мм, 2 – 2.5 мм, 3 – 3.5 мм, 4 – 5 мм

целесообразно пользоваться более простыми модификациями рассмотренных моделей.

Подобный анализ массовых соотношений может быть проведен и для иных моделей пульсирующей межструйной области с учетом их геометрических особенностей.

1. Назаренко А. Ф. Гидродинамические излучатели // Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Под ред. И. П. Голяминой. – М.: Сов. энцикл., 1979. – С. 79–81.
2. Вовк И. В., Гринченко В. Т., Дудзинский Ю. М. О возможном механизме автоколебаний в струйных гидродинамических излучателях с развитой кавитацией // Акуст. вісн. – 2008. – 11, № 2. – С. 19–26.
3. Дудзинский Ю. М., Жукова А. В. Свойства кавитационной области струйного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления // Акуст. вісн. – 2009. – 12, № 3. – С. 27–32.
4. Wodicka G. R., Stevens K. N., Golub H. L., Cravalho E. G., Shannon D. C. A model of transmission in the respiratory system // IEE Trans. Biomed. Eng. – 1989. – 36, № 9. – P. 925–933.

5. Дудзинский Ю. М., Витков В. В., Жукова А. В. Модель поперечных колебаний затопленных струйных оболочек // Пробл. обчисл. мех. міцн. констр.– 2011.– **15**.– С. 93–99.
6. Жукова А. В. Вплив параметрів зануреного струменя на рівень звуку гідродинамічного випромінювача // Акуст. вісн.– 2009.– **12**, № 4.– С. 23–28.
7. Витков В. В., Дудзинский Ю. М., Макарова Т. В. Оптимизация энергетических характеристик струйных гидродинамических излучателей // Электроника и связь.– 2010.– № 6.– С. 147–151.
8. Дудзінський Ю. М. Моделі акусто-гідродинамічних сенсорів порога кавітації рідини // Мат. мет. фізико-мех. поля.– 2005.– **48**, № 4.– С. 199–204.
9. Дудзинский Ю. М. Ближнее поле осесимметричного гидродинамического излучателя // Акуст. вісн.– 2004.– 7, № 4.– С. 48–51.
10. Дудзинский Ю. М. Амплитудно-частотные характеристики осесимметричных струйных оболочек // Акуст. вісн.– 2005.– 8, № 3.– С. 44–49.
11. Makarova T. V., Zhukova A. V. The inertial properties of pulsing interflow area of counterflow hydrodynamic radiator // Odes. Politech. Univ. Pratsi.– 2015.– **47(3)**.– P. 111–118.
12. Исакович М. А. Общая акустика.– М.: Наука, 1973.– 496 с.
13. Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука.– М.: Изд-во МГУ, 1960.– 320 с.