

ИНЕРЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ МЕЖСТРУЙНОЙ ОБЛАСТИ ПРОТИВОТОЧНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Т. В. МАКАРОВА, А. В. ЖУКОВА

Одесский национальный политехнический университет

Предложена упрощенная сферическая модель пульсирующей межструйной области струйного ГДИ противоточного типа в двух модификациях: с учетом объема, занятого вытекающей из сопла струей, и без. Определены характерные размеры и пространственные ограничения для модификаций модели. Получены выражения для собственной массы, присоединенной массы и соответствующей совокупной массы моделей, а также зависимости массовых соотношений от радиуса пульсатора.

ВВЕДЕНИЕ

Струйные гидродинамические излучатели (ГДИ) представляют собой устройства, в которых часть кинетической энергии затопленной струи преобразуется в энергию пульсаций внутренней межструйной кавитационной области, заполненной двухфазной средой, и в энергию колебательного движения затопленной струйной «оболочки». Процесс звукообразования в ГДИ является следствием его конструктивных особенностей и возникает в результате взаимодействия основных элементов его рабочей зоны: вытекающей и отраженной струй, а также 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], но детали этой теории не были разработаны. В работе [2] была предложена акустическая модель струйной оболочки ГДИ в виде сферического монополя, была 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] по плотности и сжимаемости двухфазной среды позволило оценить скорость звука в ней. В ряде работ [5, 6], были проведены исследования поперечных колебаний затопленных кольцевых струйных оболочек и влияние их параметров на характеристики ГДИ.

Однако для полного описания механизма звукообразования в ГДИ помимо моделей струйных оболочек, необходимо более полное и системное теоретическое исследование межструйной пульсирующей области. Имеет смысл рассматривать эту область как единое целое – материальный объект, совершающий объемные колебания в жидкой среде, с учетом его инерционных (массовых) и упругих свойств. Первым шагом в решении этой задачи является определение интегральной характеристики – массы пульсирующей межструйной области, иначе говоря, пульсатора (Π).

1. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Рабочая схема струйного ГДИ противоточного типа может быть представлена следующим образом. Соосные сопло 1 и отражатель 2 (рис. 1) находятся в рабочей жидкости в затопленном состоянии. Струя круглого сечения вытекает из сопла, разворачивается и формируется в струйную оболочку 3 в виде усеченного конуса при помощи параболической лунки 4 на отражателе. 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 часть потока жидкости уходит во внешнее относительно излучателя пространство, а другая часть потока – во внутреннее, где сворачивается в тороидальный вихрь 5. Внутри вихря за счет эффекта Бернулли возникает кавитация и создается двухфазная среда, состоящая из жидкости и парогазовых пузырьков (каверн). Периодическое накопление среды во внутренней области оказывает давление на струйную оболочку, в результате чего она вынуждена отклониться и выпустить излишек во внешнее пространство. Очевидно, что существенное влияние на характер возникающих при этом поперечных колебаний струйной оболочки оказывает содержимое рассматриваемой внутренней кавитационной области (неоднородное и нестационарное), в котором могут проходить собственные неравновесные динамические процессы. Геометрические особенности межструйной области, а, следовательно, и режим работы ГДИ, изменяются в зависимости от расстояния между соплом и отражателем.

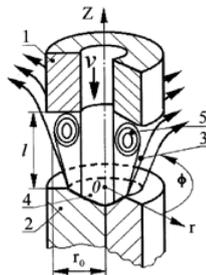


Рис. 1. Рабочая схема струйного ГДИ

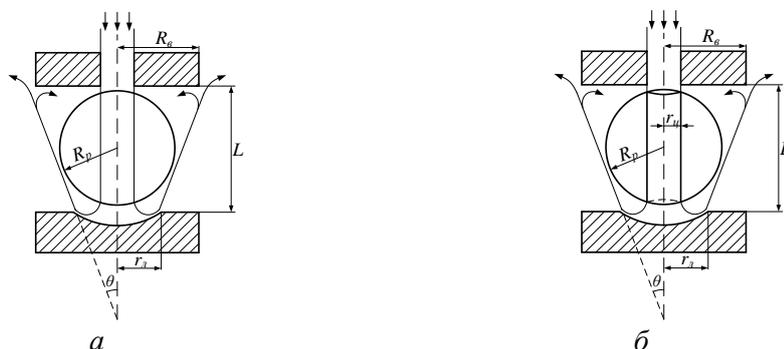


Рис. 2. Модель пульсирующей межструйной области противоточного ГДИ

Для исследования пульсирующей области взята наиболее простая модель пульсирующей сферы равновесного радиуса R_p , вписанная в пространство межструйной зоны ГДИ. Модель рассматривается 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 струей и потому не входящим в объем П (рис. 2, б).

За основные геометрические параметры межструйной зоны ГДИ и пульсирующей области примем следующие. L – расстояние между соплом 1, из которого вытекает струя рабочей жидкости, и отражателем 2, формирующим затопленную струйную оболочку; r_u – внутренний радиус сопла (центральной струи); R_e – внешний радиус сопла; r_n – радиус параболической лунки на отражателе; θ – угол раскрытия конуса затопленной струйной оболочки.

Равновесный радиус сферической области R_p должен быть таким, чтобы она вписывалась в пространство, ограниченное затопленной струйной оболочкой. Из геометрии модели вытекают следующие условия, ограничивающие радиус пульсатора. Во-первых, очевидно, что $R_p < \frac{1}{2}L$. Во-вторых, получены выражения, связывающие геометрические параметры модели П с параметрами межструйной зоны ГДИ, т.е. накладывающие пространственные ограничения также и на нее:

$$R_p < \frac{L \operatorname{tg} \theta + r_n}{1 + \operatorname{tg} \theta}. \quad (1)$$

$$R_p < \frac{R_e}{1 + \operatorname{tg} \theta}. \quad (2)$$

Второе условие можно рассматривать в какой-то мере, как уточнение к (1), поскольку, при $R_e - r_n \approx L$ и, соответственно, $\operatorname{tg} \theta = 1$, они совпадают. Интересно также, что при $\operatorname{tg} \theta = 1$ условия (1) и (2) входят в противоречие с выражением $R_p < \frac{1}{2}L$. Это означает, что угол раскрытия конуса не должен превышать 45° ($\operatorname{tg} \theta < 1$).

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ МОДЕЛИ

При исследовании объемных колебаний материального объекта в жидкости следует использовать совокупную массу M , представляющую собой сумму собственной массы M_c и обусловленной наличием внешней среды присоединенной массы M_{np} :

$$M = M_c + M_{np}. \quad (3)$$

В режиме развитой кавитации содержимое пульсирующей области состоит из смеси жидкости с плотностью $\rho_{жс}$ и парогазовых включений с плотностью ρ_g , поэтому собственная масса П имеет два соответствующих слагаемых и может быть выражена через его объем $V_p^{(1)}$:

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

где η – объемное газосодержание.

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) выражение для собственной массы:

$$M_c^{(1)} \approx (1 - \eta)V_p^{(1)}\rho_{жс} = (1 - \eta)M_{жс}^{cf}, \quad (5)$$

где $M_{жс}^{cf}$ – масса жидкости, занимающей объем сферы.

В ближней зоне источника звука для расходящейся гармонической сферически-симметричной волны сопротивление среды равно:

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

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

Выражение (6) для импеданса получено на основе данных [7] при условии $kr \ll 1$, когда отношение вещественной и мнимой частей: $\frac{\operatorname{Re} Z}{\operatorname{Im} Z} = kr$ – малая величина. Физически это означает, что активным акустическим сопротивлением и связанной с ним диссипацией энергии при пульсациях объема можно пренебречь. Рассматривая ближнюю зону пульсатора как несжимаемую среду, можно также пренебречь силами упругого сопротивления, ограничиваясь, таким образом, в выражении (6) только массовой составляющей реактивной части сопротивления: $Z \approx -i \rho_{\text{ж}} ckr$.

В струйных ГДИ, излучающих в жидкой среде, радиус пульсирующей области менее сантиметра при длине волны порядка метра, поэтому значения равновесного радиуса в рассматриваемой модели пульсатора согласно оценкам на основе (1), (2) удовлетворяют условию: $kR_p \ll 1$. Соответственно абсолютное значение реактивного массового сопротивления пульсатора определяется выражением:

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

где ω – циклическая частота пульсаций.

В выражении (7) величиной, ответственной за массовое реактивное сопротивление, испытываемое пульсирующей областью со стороны жидкости в процессе колебаний, является $\rho_{\text{ж}} R_p$. Эта величина, в соответствии с единицей измерения $\text{кг}/\text{м}^2$, имеет смысл поверхностной плотности массы и характеризует распределение массы по поверхности пульсатора в зависимости от R_p . Чем больше эта поверхность, тем больше масса, и тем больше реактивное массовое сопротивление среды. Таким образом, для всей замкнутой поверхности пульсатора величину $\int \rho_{\text{ж}} R_p dS$ следует рассматривать как измеряемую в единицах массы общую интегральную характеристику массового реактивного сопротивления колебаниям П, являющуюся по сути присоединенной массой пульсирующей области. Для сферического пульсатора с учетом $R_p = \text{const}$ получаем выражение, совпадающее с общеизвестным [7]:

$$M_{np}^{(1)} = S^{(1)} \rho_{\text{ж}} R_p = 3V_p^{(1)} \rho_{\text{ж}} = 3M_{\text{ж}}^{cf}. \quad (8)$$

Объединение (5) и (8) в соответствии с (3) позволяет найти совокупную массу модели сферического пульсатора:

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

Тот же принцип определения полной массы ПМО может быть использован при рассмотрении иных геометрических моделей пульсаторов. Во второй рассмотренной модификации модели был учтен объем струи, исходящей из сопла и занимающей центральную часть межструйной зоны между соплом и отражателем. «Вырезанный» объем, занимаемый струей жидкости из сопла рассматривался как прямой круговой цилиндр с высотой $h = 2R_p$ и радиусом $r_y = \text{const}$. С учетом выражения (5) была найдена собственная масса П во второй модификации модели:

$$M_c^{(2)} = (1 - \eta) (1 - 1,5\beta^2) M_{\text{ж}}^{cf}, \quad (10)$$

где $\beta = r_y / R_p$.

При определении присоединенной массы учитывалось наличие двух поверхностей, отделяющих его объем от внешней среды: наружной сферической поверхности и внутренней цилиндрической поверхности. Массовое реактивное сопротивление считалось распределенным по внутренней поверхности равномерно с поверхностной плотностью $\rho_{ж} r_{ц}$. Выражение для присоединенной массы было найдено в следующем виде:

$$M_{np}^{(2)} = M_{np}^{cf} + M_{np}^u = 3M_{жс}^{cf} + 2M_{жс}^u = 3(1 + \beta^2)M_{жс}^{cf}, \quad (11)$$

где $M_{жс}^u$ – масса жидкости, занимающей объем цилиндра.

Тогда совокупная масса Π для сферической модели с «вырезанным» осевым цилиндрическим каналом определяется выражением:

$$M^{(2)} = M_c^{(2)} + M_{np}^{(2)} = M^{(1)} + 1,5(1 + \eta)\beta^2 M_{жс}^{cf}. \quad (12)$$

Второе слагаемое здесь представляет собой поправку к полной массе исходной сферической модели пульсатора, учитывающую наличие в сфере цилиндрического канала.

3. АНАЛИЗ МАССОВЫХ СООТНОШЕНИЙ

Были проведены расчеты совокупной массы сферической модели Π в двух модификациях для ряда ГДИ противоточного типа с характерными размерами отражателей 1...5 мм. Задаваемый в модели равновесный радиус пульсатора R_p был сопоставлен с радиусом параболической лунки на отражателе r_l . Размер пульсирующей области для каждого отражателя может изменяться в зависимости от расстояния между соплом и отражателем, поэтому радиус пульсатора варьировался в соответствии с заданным равновесным радиусом с учетом ограничений, наложенных в условиях (1) и (2). Для модификации модели с «вырезанным» цилиндрическим каналом было учтено общее для всех исследованных ГДИ соотношение между радиусами сопла (струи) и отражателя: $r_{ц} = 1/2 r_l$. В расчетах были приняты значения: плотность воды $\rho_{жс} = 1000 \text{ кг/м}^3$; доля газа в двухфазной среде согласно оценкам, полученным на основе данных [2]: $\eta = 0,388$.

Для оценки вклада присоединенной массы в совокупную массу пульсатора были составлены различные отношения между совокупными массами модификаций сферической модели и их составляющими. В исходной модели отношение совокупной массы к собственной массе пульсатора:

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

Учет присоединенной массы в сферической модели пульсатора приводит к увеличению его совокупной массы приблизительно в 5,9 раз.. Эта величина является постоянной при данном газосодержании. С увеличением газосодержания вклад присоединенной массы растет.

Аналогичное массовое отношение получено для модификации с «вырезанным» цилиндром:

$$\frac{M^{(2)}}{M_c^{(2)}} = 1 + \frac{M_{np}^{(2)}}{M_c^{(2)}} = 1 + \frac{3(1 + \beta^2)}{(1 - \eta)(1 - 1,5\beta^2)}.$$

Благодаря параметру β здесь возникает зависимость от радиуса пульсатора (рис. 3). Кривые 1 (квадраты), 2 (ромбы), 3 (кружки), 4 (треугольники) получены для ГДИ с характерными размерами отражателя

(радиуса лунки) 1; 2,5; 3,5; 5 мм, соответственно. При увеличении радиуса отношение масс стремится к постоянному значению 5,9 как для первой модификации модели, поэтому при $r_u \ll R_p$ можно ограничиться ее использованием. При уменьшении радиуса Π вклад присоединенной массы возрастает. При $r_u \approx R_p$ кавитационная область, как очевидно, не может существовать, поэтому для модификации модели с «вырезанным» каналом условие $R_p > r_u$ следует добавить к условиям (1) и (2), найденным для исходного варианта сферической модели пульсатора, а область малых радиусов Π – не рассматривать.

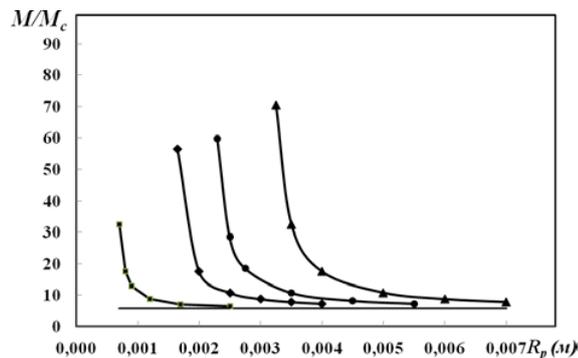


Рис. 3. Зависимость отношения совокупной массы пульсатора к собственной массе от его радиуса для второй модификации модели

Получены также соотношения совокупных и присоединенных масс для обеих модификаций сферической модели:

$$\frac{M^{(2)}}{M^{(1)}} = 1 + \frac{1,5(1+\eta)}{4-\eta} \beta^2; \quad \frac{M_{np}^{(2)}}{M_{np}^{(1)}} = 1 + \beta^2.$$

Кривые 1 (квадраты), 2 (ромбы), 3 (кружки), 4 (треугольники) (рис. 4) получены для ГДИ с теми же характерными размерами отражателя, что и в предыдущем случае. С ростом радиуса пульсатора массовые соотношения стремятся к единице, т.е. массы пульсатора в двух модификациях модели практически совпадают. Следовательно, начиная с некоторых радиусов можно использовать для расчета совокупной массы первую, более простую модель.

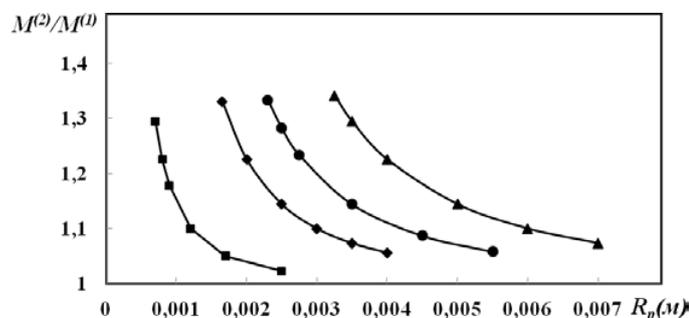


Рис. 4. Зависимость отношения совокупных масс пульсатора в разных модификациях модели от его радиуса