

Генерация автоколебаний струи, натекающей на клин

(Представлено академиком НАН Украины В. Т. Гринченко)

Численно решена задача о натекании затопленной струи на жесткий клин. Исследован как переходный процесс зарождения колебаний струи, так и установившиеся автоколебания.

Ключевые слова: автоколебания струи, обтекание клина.

Изучение гидродинамических явлений, возникающих при натекании струи жидкости или газа на жесткий клин, имеет давнюю историю и связано это с обнаружением интереснейшего эффекта — возникновения поперечных автоколебаний струи, которые, в свою очередь, порождают звуковые волны. Еще в 1912 г. W. König [1] экспериментально оценил частоту автоколебаний струи и генерируемого при этом звука. Позже, на протяжении более ста лет, уделялось достаточно много внимания изучению этих гидродинамических явлений, главным образом экспериментально (см., например, работы [2–7] и библиографию в них). В частности, экспериментально были установлены связи между скоростью струи, частотой автоколебаний и геометрическими параметрами системы сопло–клин. Обнаружено, что обратная связь в такой системе имеет чисто гидродинамический характер, т. е. частота автоколебаний пропорциональна скорости струи. На качественном уровне предложено объяснение процесса возбуждения автоколебаний струи, заключающееся в том, что “. . . автоколебания обусловлены игрой сил инерции частиц струи, подъемных сил, вызванных эффектом Бернулли, и сил, вызванных ударом струи о грани клина, которые обеспечивают торможение струи и обуславливают появление значительных градиентов давления на гранях клина, непосредственно прилегающих к ребру клина [7]”. Что касается теоретических работ, следует упомянуть статью D. G. Crighton [5], где представлена линейная теория, позволяющая оценивать частоты колебаний струи для частного случая, когда клин вырождается в полубесконечную тонкую пластину. Подводя итог представленному краткому анализу, можно заключить, что как процесс возбуждения поперечных колебаний струи, так и механизм обратной связи, возникающий в системе сопло–клин, все еще остаются недостаточно глубоко изученными.

Постановка задачи. Рассмотрим задачу о натекании узкой струи жидкости или газа на клин. Расчетная область и принятые обозначения представлены на рис. 1, *a*. Вся расчетная область занимает прямоугольник $0 < x < L_1$, $0 < y < L_2$. Будем полагать, что струя формируется в узком затопленном канале (сопле) шириной b и длиной a . В этот узкий канал жидкость подается на левом торце ($x = 0$), где задана постоянная скорость V . Затем через открытый (правый) конец канала струя попадает в основную расчетную область, заполненную той же жидкостью или газом. Далее струя натекает на узкий клин, расположенный вниз по потоку на расстоянии h от открытого конца канала. Покидает расчетную область поток через правую границу ($x = L_1$). Также будем полагать, что стенки узкого канала, из которого истекает струя, и клин неподвижны и абсолютно жесткие.

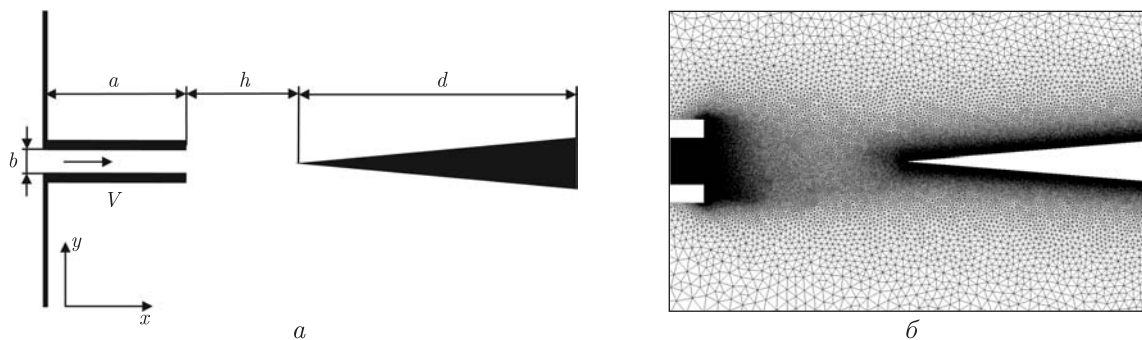


Рис. 1. Геометрия задачи: *a* — расчетная область; *б* — триангулярная сетка, на которой проводилась пространственная дискретизация

Метод численного решения задачи. Задача решается в рамках модели вязкой несжимаемой ньютоновской жидкости и, следовательно, основным параметром задачи служит число Рейнольдса (Re). Поскольку в задаче присутствует не один, а несколько заданных размеров, два из которых являются существенными (b и h), любой из них может быть в принципе принят за масштаб длины и, следовательно, Re может быть определено различным образом. Остановимся более детально на выборе масштаба длины. Объектом нашего исследования являются особенности движения среды во всей расчетной области, однако наибольший интерес представляет течение в области между узким каналом, из которого выходит струя, и клином, который является препятствием на пути движения струи. Именно в этой области развиваются два сдвиговых слоя, которые формируются как пристенные сдвиговые слои на поверхностях узкого канала, а затем на выходе из узкого канала отрываются и развиваются как свободные сдвиговые слои, которые затем натекают на клин. В связи с этим наиболее естественно определить Re по расстоянию h между узким каналом и клином, поскольку именно вдоль этой области происходит развитие сдвиговых слоев: $Re = Vh/\nu$, где ν — кинематическая вязкость среды (в данной работе в качестве среды выбран воздух с кинематической вязкостью $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$). При этом масштабом длины является расстояние h , масштабом скорости — V , масштабом времени — величина h/V , а масштабом давления — удвоенный скоростной напор ρV^2 .

В рамках принятой модели процесс описывается нестационарной системой уравнений Навье–Стокса. На внешней границе расчетной области задавались следующие граничные условия для скорости: равномерный поток на входе в расчетную область ($x = 0$, $(L_2 - b)/2 < y < (L_2 + b)/2$), условие прилипания на твердых поверхностях узкого канала и клина, условие проскальзывания на внешней границе расчетной области за исключением выхода потока, “мягкие” граничные условия, соответствующие равенству нулю нормального градиента скорости, на выходе из расчетной области ($x = L_1$, $0 < y < L_2$). Для давления условие равенства нулю нормального градиента формулировалось по всей границе расчетной области за исключением выхода из расчетной области. На выходе задавалось постоянное давление ($p = 0$). При расчетах принимались следующие значения параметров, принятых в экспериментальной работе [6]: угол раствора клина $9,4^\circ$, ширина узкого канала $b = 1,1 \text{ мм}$, длина узкого канала (сопла) $a = 10 \text{ мм}$, длина клина $d = 20 \text{ мм}$, расстояние от узкого канала до вершины клина $h = 4,8 \text{ мм}$, скорость, с которой воздух входит в узкий канал, $V = 5 \text{ м/с}$, что обеспечивает выполнение условия $M \ll 1$ (где M — число Маха). Размеры расчетной области были взяты следующие: $L_1 = 250 \text{ мм}$, $L_2 = 100 \text{ мм}$. Заметим, что

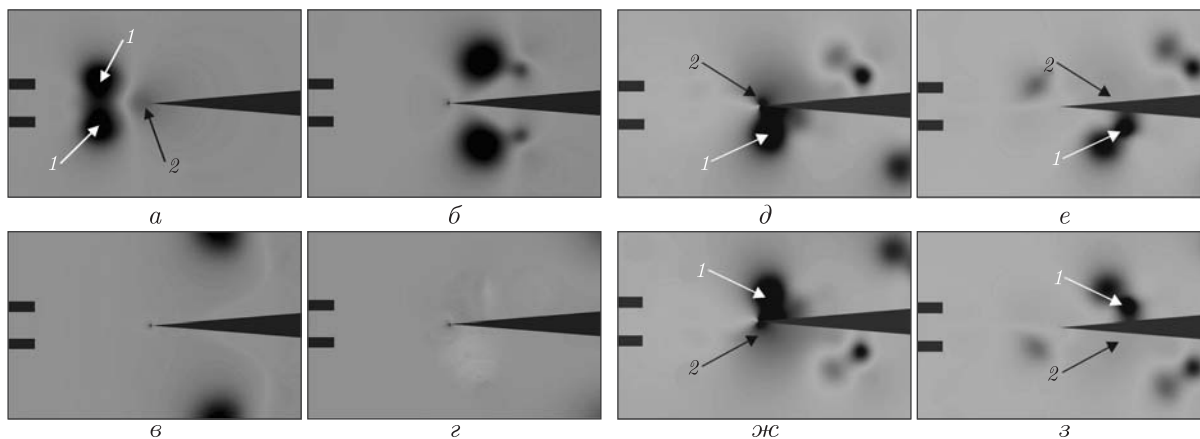


Рис. 2. Поле давления: 1 — области низкого давления; 2 — области высокого давления; а-г — в течение переходного процесса, д-з — в течение одного периода установившихся колебаний струи с шагом по времени $T/4$

эти геометрические параметры идентичны геометрическим параметрам, принятым в экспериментальной работе [6], что в дальнейшем позволит сравнить результаты экспериментов с нашими расчетами.

Для численного решения сформулированной задачи применялся метод конечных объемов. Пространственная дискретизация выполнялась на триангулярной сетке со сгущением узлов вблизи твердых поверхностей узкого канала и клина (рис. 1, б). Длина стороны треугольного контрольного объема в непосредственной близости к вершине клина не превышала $h \cdot 10^{-4}$. Расчетная сетка была сгенерирована при помощи свободно распространяемого генератора с открытым кодом Gmsh. Детальное описание дискретизации задачи и методов, примененных для ее решения, приведено в [8]. При расчетах использовались библиотеки тулбокса с открытым кодом OpenFOAM. Как для пространственной, так и для временной дискретизации применялись схемы второго порядка, в частности, для дискретизации конвективных членов использовалась TVD схема, имплементированная в OpenFOAM.

Анализ численных результатов. Сначала рассмотрим переходной процесс. На рис. 2, а и 3, а показан момент, когда струя только вышла из канала и преодолела примерно половину расстояния между каналом и клином. Как и следовало ожидать, на конце струи образовались два закрученные в противоположные стороны вихря, внутри которых наблюдается низкое давление. На гранях клина давление близко к нулю, а непосредственно около ребра давление несколько повышается и на самом ребре клина достигает уровня примерно 5 Па. В следующий характерный момент времени (см. рис. 2, б и 2, б струя достигла клина и начинает взаимодействовать с ним. В результате на каждой грани образуется пара закрученных в противоположные стороны вихрей, которые начинают отдаляться от граней клина. При этом давление во всех вихрях остается низким, а давление на ребре клина растет. Далее вихри еще более отдаляются от клина (см. рис. 2, в и 3, в, а на гранях клина образуются характерные двойные слои завихренности разного знака. И хотя поля завихренности и давления остаются пока симметричными относительно продольной оси гидродинамической системы сопло–клин, появляются весьма важные факторы, которые могут привести к неустойчивости струи. Во-первых, возникшие двойные слои завихренности разного знака характеризуются значительными поперечными (в направлении оси Oy) градиентами завих-

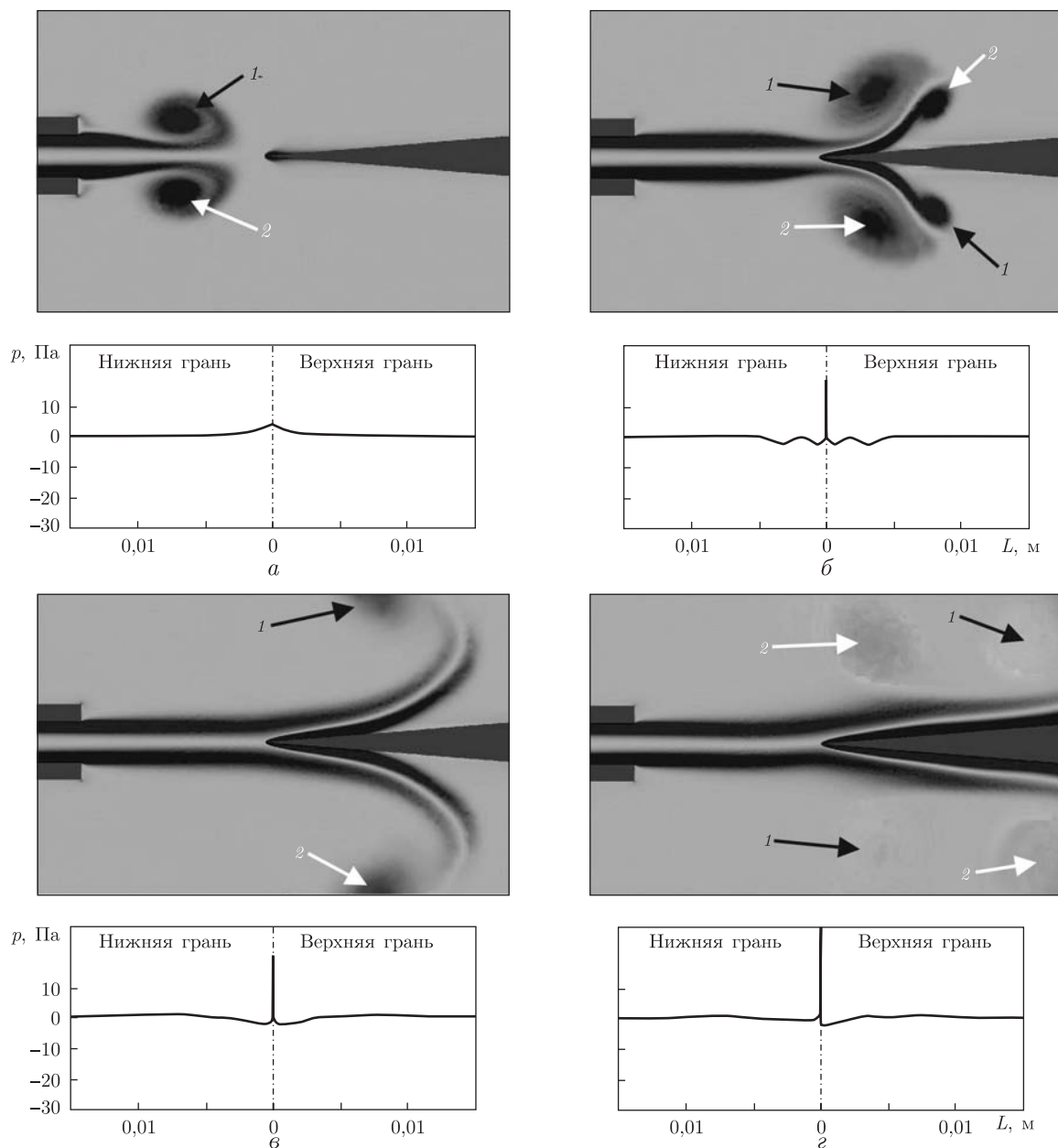


Рис. 3. Поле завихренности и распределение давления на поверхностях клина в течение переходного процесса: 1 — области положительной завихренности, т. е. жидкость закручивается против часовой стрелки; 2 — области отрицательной завихренности, т. е. жидкость закручивается по часовой стрелке

ренности, что, как известно [2–4, 7], способствует неустойчивости потока. Во-вторых, что еще более важно, вихри, которые поначалу отдалялись от клина, начали медленно двигаться против направления движения струи, одновременно прижимаясь к граням клина (см. рис. 2, *з* и 3, *з*). Таким образом, часть энергии струи возвратилась назад и начала воздействовать на струю в области грани клина и этот эффект, по сути, следует понимать как появление гидродинамической обратной связи. Обратная связь еще сильнее увеличивает градиенты завихренности на верхней и нижней гранях клина, что неизбежно приводит

к асимметрии полей завихренности и давления в гидродинамической системе сопло–клин и, как следствие, струя начинает отклоняться вверх или вниз.

Действительно, на рис. 2, *г* и 3, *г* можно наблюдать начало появления асимметрии рассматриваемых полей и распределений давления на гранях клина. Как видно, в непосредственной окрестности ребра давление на нижней грани стало чуть выше, чем давление на верхней грани, и поэтому в силу закона Бернулли в среде появились поперечные силы, направленные в положительном направлении оси Oy , что и вызвало чуть заметное отклонение струи вверх. Как видно ниже, разница давлений на нижней и верхней гранях и периодическая смена ее знака за счет воздействия гидродинамического канала обратной связи и обеспечивает устойчивые автоколебания струи.

Рассмотрим установившийся процесс автоколебаний струи. На рис. 4 представлены поля завихренности (и распределение давления на гранях клина), а на рис. 2, *д–з* — поля давления для четырех моментов времени в течение одного периода T колебаний струи. Анализ начнем с рис. 4, *а* и рис. 2, *д* для момента времени $t = 0$. Здесь хорошо видно, что струя находится в верхнем крайнем положении и изогнулась так, что почти перпендикулярно натекает на часть поверхности верхней грани, непосредственно прилегающую к ребру клина. По сути, струя ударяет по этой поверхности. Очевидно, давление на этом участке поверхности должно резко увеличиться, что и подтверждается характером распределения давления на верхней грани клина (рис. 4, *а*) и поля давления (рис. 2, *д*) в среде над верхней гранью. В это же время в зоне ребра на нижней грани находится вихрь, давление внутри которого очень низкое, что обуславливает резкое снижение давления на части поверхности нижней грани, непосредственно прилегающей к ребру клина, и поля давления в среде под нижней гранью.

Разность давлений на гранях (в силу эффекта Бернулли) вызывает поток среды из области верхней грани в область нижней грани, который заставляет струю смещаться вниз. Это движение струи уже заметно через четверть периода (см. рис. 4, *б*). При этом давление на гранях клина сильно уменьшается и практически выравнивается (см. рис. 2, *е*). Через половину периода, т. е. при $t = T/2$, струя уже переместилась в нижнее крайнее положение и картина полей завихренности и давления стала точно противоположной картине на рис. 4, *а* и 2, *д*. Теперь струя почти перпендикулярно натекает на часть поверхности нижней грани, непосредственно прилегающую к ребру клина, и давление на этом участке поверхности резко увеличивается. В это же время, в зоне ребра на верхней грани находится вихрь, давление внутри которого очень низкое, что обуславливает резкое снижение давления на части поверхности нижней грани, непосредственно прилегающей к ребру клина, и поля давления в среде над верхней гранью. Теперь разность давлений на гранях вызывает поток среды из области нижней грани в область верхней грани, который заставляет струю начинать смещаться вверх. Это движение струи становится уже заметным еще через четверть периода ($t = 3T/4$) (см. рис. 4, *г*). При этом давление на гранях клина снова сильно уменьшается и практически выравнивается (рис. 2, *з*). Далее с течением времени весь описанный цикл изменений полей завихренности и давления повторяется. Таким образом, при установившихся колебаниях струи канал гидродинамической обратной связи формируется за счет разности давлений на гранях клина и периодической смены их знака, что вызывает периодический поток среды с одной грани клина на другую и, как следствие, периодические поперечные колебания струи.

Представляется интересным сравнить результаты наших расчетов с экспериментальными данными. Поскольку геометрические параметры нашей гидродинамической системы

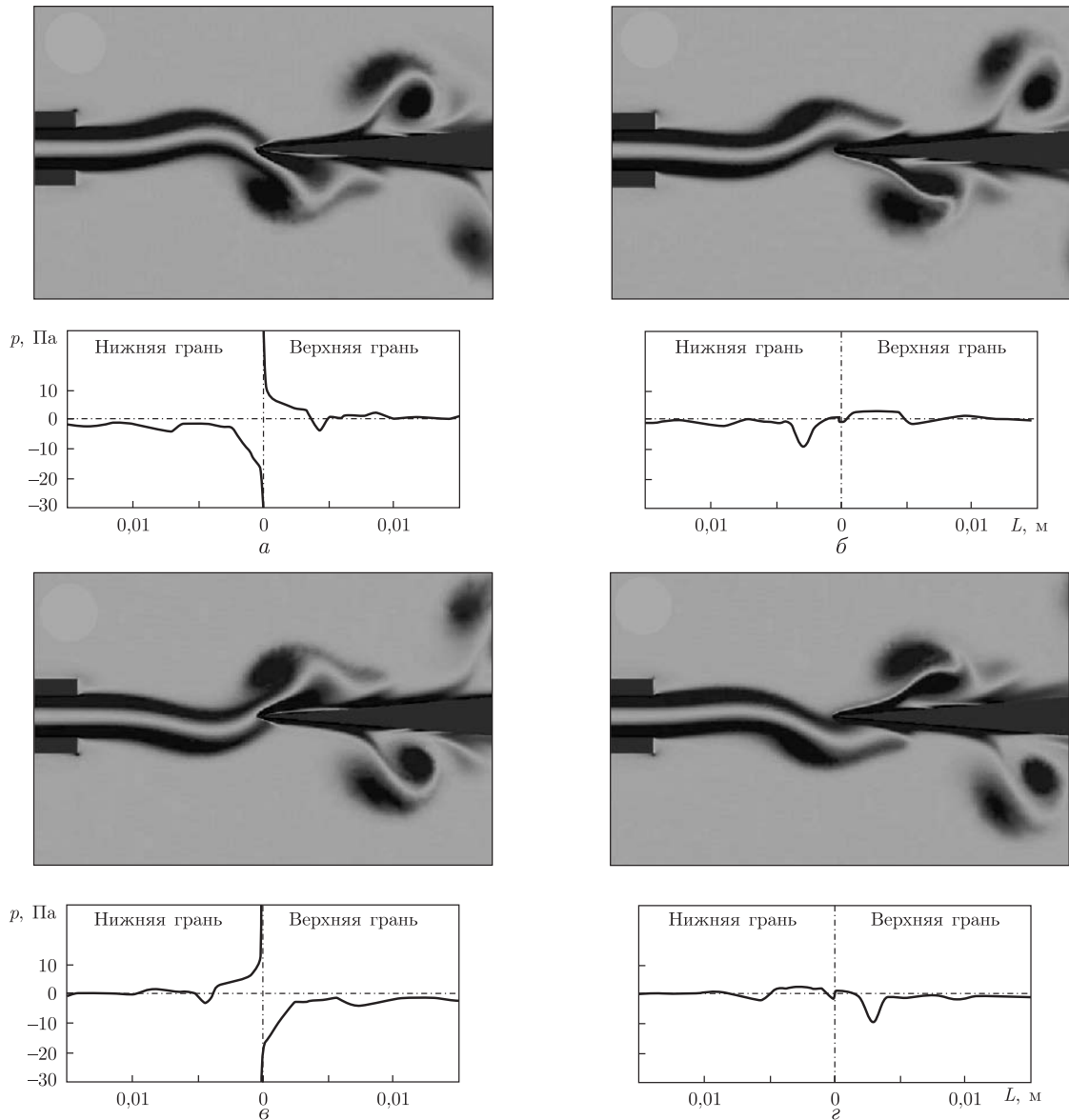


Рис. 4. Поле завихренности и распределение давления на поверхностях клина в течение одного периода установившихся колебаний струи с шагом по времени $T/4$. Так же, как и на рис. 3, верхний сдвиговый слой, набегающий на клин, имеет положительную завихренность, нижний — отрицательную

сопло–клин идентичны системе, рассмотренной в [6], можно полагать, что сравнение результатов будет достаточно достоверным. Наши расчеты показали, что при скорости струи 5 м/с период автоколебаний струи составляет 0,002 с (соответствует частоте 500 Гц). Сравнение этих данных с данными, приведенными в [6], позволяет убедиться, что расчетная частота автоколебаний струи с графической точностью совпадает с частотой, оцененной экспериментально.

В заключение следует сказать, что периодическая смена давления на гранях клина является прямой причиной возникновения источника звуковых колебаний дипольного типа, который неоднократно экспериментально наблюдался многими исследователями.

Таким образом, в работе численно решена задача о натекании затопленной струи на острый жесткий клин. Описано изменение полей завихренности и давления в течение переходного процесса формирования поперечных колебаний струи и процесса установившихся автоколебаний струи. В частности установлено, что в течение переходного процесса роль гидродинамического канала обратной связи выполняют вихревые образования, возникшие в момент первоначального натекания струи на клин. Когда же процесс автоколебаний установился, гидродинамический канал обратной связи формируется за счет разности давлений на гранях клина и периодической смены ее знака, что и вызывает периодические поперечные колебания струи. Сравнение теоретически полученного значения частоты автоколебаний струи с экспериментальным значением частоты показывает их хорошее совпадение.

Цитированная литература

1. *König W.* Physik Z. – 1912. – **13**. – P. 1053–1054.
2. *Ричардсон Э.* Динамика реальных жидкостей – Москва: Мир, 1965. – 328 с.
3. *Powell A.* On the edgetone // J. Acoust. Soc. Amer. – 1961. – **33**, No 4. – P 395–409.
4. *Lucas M., Rockwell D.* Self-excited jet: upstream modulation and multiple frequencies // J. Fluid Mech. – 1984. – **147**. – P. 333–352.
5. *Crighton D. G.* The edgeton feedback cycle; linear theory for the operating stages // J. Fluid Mech. – 1992. – **234**. – P. 361–391.
6. *Кондратьев В. И., Назаренко Т. И.* Клиновый тон и его усиления // Аэроакустика. – Москва: Наука, 1980. – 144 с.
7. *Вовк И. В., Гринченко В. Т.* Звук, рожденный потоком. – Киев: Наук. думка, 2010. – 221 с.
8. *Малюга В. С.* Численное исследование течения в канале с двумя последовательно расположенными стенозами. Алгоритм решения // Прикл. гідромех. – 2010. – **12**, № 4. – С. 45–62.

References

1. *König W.* Physik Z, 1912, **13**: 1053–1054.
2. *Richardson E. G.* Dynamics of real fluids, Hodder & Stoughton Educational, 1961.
3. *Powell A. J.* Acoust. Soc. Amer., 1961, **33**, No 4: 395–409.
4. *Lucas M., Rockwell D. J.* Fluid Mech., 1984, **147**: 333–352.
5. *Crighton D. G. J.* Fluid Mech., 1992, **234**: 361–391.
6. *Kondratyev V. I., Nazarenko T. I.* The edge tone and its amplification. In “Aeroacoustics”, Moscow: Nauka, 1980 (in Russian).
7. *Vovk I. V., Grinchenko V. T.* Sound born by the flow, Kyiv: Nauk. dumka, 2010 (in Russian).
8. *Malyuga V. S.* Prykladna Hidromehaniка, 2010, **12**, No 4: 45–62 (in Russian).

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Поступило в редакцию 30.06.2015

І. В. Вовк, В. С. Малюга

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Генерація автоколиваний струменя, що натікає на клин

Чисельно розв'язано задачу про натікання затопленого струменя на жорсткий клин. Досліджено як перехідний процес зародження коливаний струменя, так і усталені автоколивання.

Ключові слова: автоколивання струменя, обтікання клина.

I. V. Vovk, V. S. Malyuga

Generation of self-excited jet oscillations at a wedge

Institute of Hydromechanics of the NAS of Ukraine, Kiev

The problem of a submerged jet running around a rigid wedge is studied numerically. We consider both the transient process of jet oscillation initiation and the sustained self-excited jet oscillations.

Keywords: jet self-oscillation, wedge tones.