

Майборода А.Н., Косяковский А.В.

СЖИМАЕМОСТЬ ВОДЫ ПРИ ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ДВИЖЕНИЯ

Анализируется термическое уравнение состояния и термодинамические особенности расширения и сжатия воды при движении с дозвуковыми скоростями. Рассматривается проявление сжимаемости воды при движении тел с дозвуковыми скоростями. Предложено правило пересчёта коэффициентов давления при обтекании тонкого профиля несжимаемой жидкостью на их значения при заданном числе M в дозвуковом диапазоне скоростей. В отличие от правила Прандтля-Глауэрта предлагаемый подход учитывает термодинамические свойства среды. Приведен пример расчёта обтекания водой тонкого профиля при числах $M < 1$.

Ключевые слова: вода, сжимаемость, дозвуковые скорости, расчёт нагрузок.

Рост скоростей судов и других технических объектов, движущихся в воде, выдвигает перед гидродинамикой новые проблемы, в частности, необходимость учёта сжимаемости, в том числе и при сверхзвуковых скоростях.

Как известно, проявление сжимаемости воды имеет ряд характерных особенностей. В воде, как конденсированной среде, молекулы находятся на близких расстояниях и сильно взаимодействуют: достаточно удалённые – притягиваются, а близкие – отталкиваются. Равновесные расстояния соответствуют минимуму потенциальной энергии взаимодействия. При сжатии такой среды за счёт отталкивания молекул быстро растёт внутреннее давление, которое в отличие от газов имеет нетепловую, только упругую природу. Это определяет основные особенности поведения воды при сжатии.

При давлениях до $3 \cdot 10^9$ Па термическое уравнение состояния воды имеет изоэнтропическую форму Тэта [1]

$$p = B(s) \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right]. \quad (1)$$

Здесь ρ_0 – плотность воды, экстраполированная на нулевое давление; $n = 7.15$.

Энтропийная функция $B(s)$ слабо зависит от начальной энтропии, так что в интервале температур от 0 до 60 °С можно принять $B = 2.987 \cdot 10^8$ Па. Поскольку величина B весьма велика по сравнению с нормальным давлением, то можно считать, что ρ_0 – плотность воды при нормальном давлении.

При $B = \text{const}$ уравнение состояния (1) приводится к виду $p = p(v)$, где $v = \frac{1}{\rho}$ – удельный объём воды. Следовательно, в рассматриваемых условиях вода является баротропной средой, и её внутренняя энергия e представляет собой сумму двух функций, одна из которых зависит только от удельного объёма, а другая – только от энтропии,

$$e = e_1(v) + e_2(s). \quad (2)$$

Подставляя представление (2) в соотношение Гиббса, получим

$$\frac{\partial e_1}{\partial v} dv + \frac{\partial e_2}{\partial s} ds = Tds - pdv,$$

откуда вытекает

$$T = T(s), \quad s = s(T). \quad (3)$$

Таким образом, изоэнтропические процессы в воде являются изотермическими.

Уравнение состояния (1) с учётом приведенных выше допущений можно привести к виду адиабаты Пуассона

$$\frac{p + B}{\rho^n} = \frac{B}{\rho_0^n} = \text{const}. \quad (4)$$

Тогда уравнение Бернулли для воды будет отличаться от такового для газа только добавкой величины B к давлению

$$\frac{v^2}{2} + \frac{n}{n-1} \frac{p + B}{\rho} = \text{const}. \quad (5)$$

Выражения для скорости звука и аналогичные известным газодинамическим функциям плотности и давления для газа в случае воды выглядят как

$$a = \sqrt{\frac{n(p + B)}{\rho}}; \quad (6)$$

$$\varepsilon(M) = \frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 + \frac{n-1}{2} M^2\right)^{-\frac{1}{n-1}}; \quad (7)$$

$$\pi(M) = \frac{p + B}{p_0 + B} = \left(1 + \frac{n-1}{2} M^2\right)^{-\frac{n}{n-1}}. \quad (8)$$

На рис. 1 и 2 приведено сравнение графиков газодинамических функций плотности (7) и давления (8) для воды и для воздуха в диапазоне чисел $M \leq 1.5$.

Как видно, пренебрегать сжимаемостью воды можно лишь в пределах $M \leq 0.1$, тогда как для воздуха это допустимо до чисел $M = 0.2 \dots 0.25$. С ростом числа M вода заметно проявляет большую упругость, чем воздух (рис.1).

Преобладание постоянного внутреннего давления объясняет значительное падение “теплого” давления при изоэнтропическом расширении воды по сравнению с воздухом (рис. 2).

Учёт влияния сжимаемости воды рассмотрим на примере обтекания нижней поверхности тонкого профиля. Для такой поверхности характерна аффинноподобность распределения давления [2] и известны экспериментальные данные о нагрузке в широком диапазоне чисел M дозвукового обтекания [3].

В аэродинамике широко используется приближённое правило Прандтля-Глауэрта, которое устанавливает динамическое подобие между значениями коэффициента давления в сходственных точках профиля и интегральными характеристиками его нагрузки при обтекании несжимаемой жидкостью и дозвуковым потоком газа.

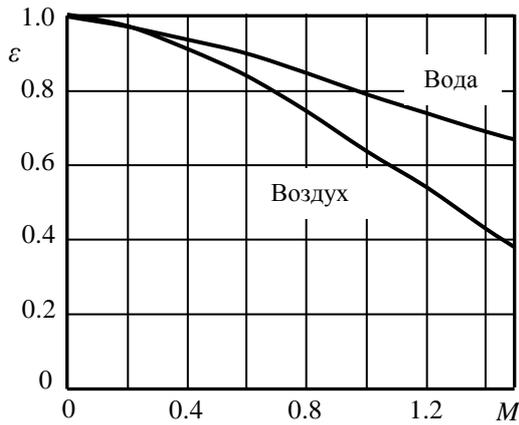


Рис. 1. Газодинамические функции плотности для воды и воздуха

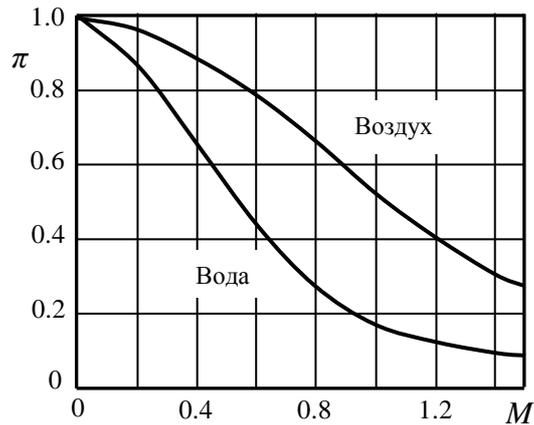


Рис. 2. Газодинамические функции давления для воды и воздуха

Оценим значения коэффициента давления в критической точке профиля для различных чисел M , полученные по правилу Прандтля-Глауэрта и прямым определением по уравнению изоэнтропы (8). В первом случае мы имеем величину $1/\sqrt{1-M^2}$, т.е. известный масштаб подобия Прандтля-Глауэрта. Во втором случае, представляя коэффициент давления в точке торможения в виде

$$\bar{p}_0 = \frac{2}{nM^2} \left(\frac{1}{\pi(M)} - 1 \right),$$

получим масштаб изобарного подобия

$$k_M = \frac{2}{nM^2} \left[\left(1 + \frac{n-1}{2} M^2 \right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right]. \quad (9)$$

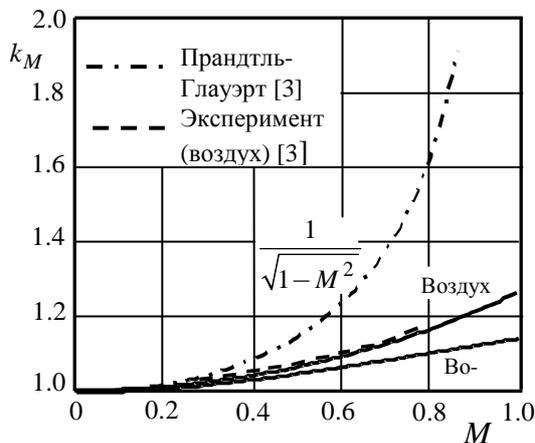


Рис. 3. Влияние числа M на увеличение гидродинамической нагрузки профиля при дозвуковом обтекании

Учитывая аффинноподобность распределения давления на нижней стороне плоского профиля, можно предположить, что величина k_M (9) должна быть и масштабом подобия интегральных характеристик нагрузки.

На рис. 3 показано сопоставление масштаба подобия k_M (9) для воды и воздуха с коэффициентом Прандтля-Глауэрта, а также относительное изменение коэффициента нормальной силы на нижней поверхности профиля в воздухе [3].

Удовлетворительное согласование экспериментальных данных и результата расчёта нагрузки на профиле позволяет рекомендовать представление (9) как альтернативу правилу Прандтля-Глауэрта учёта сжимаемости различных сред в дозвуковом диапазоне обтекания. В отличие от

масштаба подобия Прандтля-Глауэрта коэффициент k_M (9) учитывает термодинамические свойства среды и, может быть обобщён на сверхзвуковые режимы с отсоединённым скачком уплотнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коул Р. Подводные взрывы. – М.: Изд. иностр. лит., 1950. – 494 с.

2. *Kusukawa, Ken-Ichi*. On the two-dimensional compressible flow over a thin symmetric obstacle with sharp shoulders placed in an unbounded fluid and in a choked wind tunnel // J. Phys. Soc. Japan. – 1957. – **12**, №9. – P. 1031–1041.
3. *Хилтон У.Ф.* Аэродинамика больших скоростей. – М.: Изд. иностр. лит. 1955. – 504 с.

Аналізується термічне рівняння стану та термодинамічні особливості розширення та стиску води при русі з дозвуковими швидкостями. Розглядається проявлення стисливості води при русі тіл із дозвуковими швидкостями. Запропоновано правило перерахунку коефіцієнтів тиску при обтіканні тонкого профілю нестисливою рідиною на їхні значення при заданому числі M у дозвуковому діапазоні швидкостей. На відміну від правила Прандтля-Глауерта запропонований підхід враховує термодинамічні властивості середовища. Наведено приклад розрахунку обтікання водою тонкого профілю при числах $M < 1$.

Ключові слова: вода, стисливість, дозвукові швидкості, розрахунок навантажень.

The thermal equation of a condition and thermodynamic features of expansion and water compressions are analyzed at movement with subsonic speeds. Water compressibility effect is considered at movement of bodies with subsonic speeds. The rule of recalculation of pressure factors is offered at a flow over a thin profile an incompressible liquid on their values at set number M in a subsonic range of speeds. Unlike Prandtl-Glauerts rule the offered approach considers thermodynamic properties of a liquid. The example of calculation of a water flow over thin profile at numbers $M < 1$ is demonstrated.

Keywords: water, compressibility, subsonic speeds, calculation of loads.

УДК 621.396.967

Воробей В.И.

ИЗМЕРЕНИЕ КООРДИНАТ СИГНАЛА В СРЕДСТВАХ АВТОМАТИЧЕСКОЙ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ ПРОКЛАДКИ

Рассмотрены особенности измерения координат сигналов судовых навигационных радиолокационных станций для решения задачи предупреждения столкновения судов. Приведен сравнительный анализ качественных и количественных характеристик различных алгоритмов измерения координат с целью определения оптимального алгоритма для обработки информации в средствах автоматической радиолокационной прокладки.

Ключевые слова: Радиолокация, измерение координат, обучение.

С пополнением морского флота судами возросли требования к безопасности движения, тесно связанной с проблемой предупреждения столкновений судов. Предупреждение столкновений осуществляется, в частности, посредством автоматизированной радиолокационной прокладки. Внедрение средств автоматизированной радиолокационной прокладки (САРП) является мощным фактором технико-экономической эффективности морского флота как отрасли народного хозяйства.

В настоящее время в отечественной и зарубежной литературе не достаточно полно освещены вопросы теории и практики построения САРП, в частности, измерения координат сигналов. В настоящей работе рассматриваются особенности измерения координат сигналов судовых навигационных радиолокационных станций для решения задачи предупреждения столкновений судов.