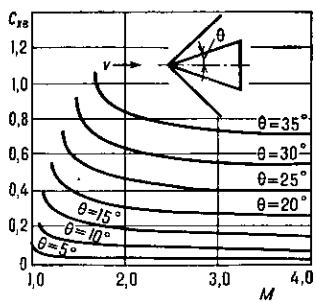


также зависит от M и геометрии течения. Здесь S — характерная площадь обтекаемого тела, $k=c_p/c_V$, p_H — статич. давление газа в потоке перед телом. На рис. приведены расчётные зависимости $C_{xв} = f(\theta, M)$ для конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа



Зависимость коэффициента волнового сопротивления от числа M для конусов с различными полууглами θ при вершине.

точно просты, когда в области течения нет зон с дозвуковыми скоростями. Для многих задач особенно простыми получаются решения при $M > 5$, когда коэф. В. с. практически зависит только от геом. характеристик течения. Совр. вычислит. методы и ЭВМ дают возможность получить решение и при наличии областей дозвукового течения (напр., за отошедшей головной ударной волной), а также для произвольных углов атаки и больших чисел M , при к-рых необходимо учитывать физ.-хим. превращения в ударной волне.

Лит.: Белоцерковский О. М., Расчет обтекания осесимметрических тел с отошедшей ударной волной, М., 1961; Седов Л. И., Механика сплошной среды, т. 1—2, 4 изд., М., 1983—84; Крайко А. Н., Вариационные задачи газовой динамики, М., 1979; Овсянников Л. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981. М. Я. Юбелович.

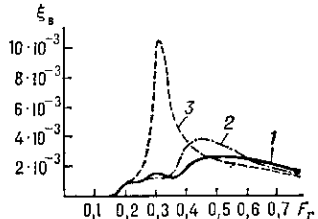
ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ в тяжёлой жидкости — одна из составляющих сил сопротивления жидкости движению тела. При движении тела по поверхности жидкости или около поверхности раздела жидкостей разной плотности на этих поверхностях образуются системы гравитац. волн (см. Волны на поверхности жидкости, Внутренние волны), изменяющие распределение давлений жидкости по поверхности тела по сравнению с распределением, к-рое было бы при движении тела в безграничной жидкости. Результирующая вызванных волнами сил давления, направленная противоположно движению тела, представляет собой силу В. с. Работа, затраченная при движении тела на преодоление В. с., превращается в энергию волн. Величина В. с. зависит от формы тела, глубины его погружения под поверхность, на к-рой возникают волны, от скорости v его движения, глубины и ширины фарватера, где происходит движение.

Волнообразование при движении тела зависит от Фруда числа $Fr = v^2/gl$ (где l — длина тела, g — ускорение свободного падения). При равенстве чисел Fr геометрически подобных тел, напр. судна и его модели, достигаются геом. подобие волновых картин и равенство коэф. В. с. $\xi_B = R_B/\rho v^2 S$, где R_B — сила В. с., ρ — массовая плотность жидкости, S — площадь смоченной поверхности тела.

В. с. начинает играть заметную роль в общем балансе сопротивления судна только с чисел $Fr = 0,1—0,15$ для полных судов и $0,15—0,20$ для острых. Коэф. В. с. судов обычных форм имеет абс. максимум в области $Fr = 0,5$; с уменьшением глубины максимум В. с. перемещается в сторону меньших чисел Fr . В. с. сильно возрастает, когда судно движется со скоростью, равной нек-рой критич. скорости движения волн для данной глубины. Возрастание коэф. В. с. с ростом числа Fr до его абс. максимума на эксперим. кривых (рис.) носит неравномерный характер, образуя на кривой местами выпуклости, местами вогнутости. Малые изменения формы судна и его скорости могут приводить к

достаточно большим изменениям В. с. При одной и той же скорости движения с удлинением корпуса судна его В. с. может как увеличиваться, так и уменьшаться. Это связано с интерференцией носовой и кормовой систем поперечных и в меньшей степени продольных волн, соз-

Зависимость коэффициента волнового сопротивления ξ_B от Fr при поступательном движении судна: 1 — на глубокой воде; 2 — в глубоком, но узком канале; 3 — на мелкой воде.



даваемых движущимся судном. При благоприятной интерференции волн этих систем ослабляют друг друга, а следовательно, работа по созданию волн, а с ней и В. с. становятся меньше.

В случае движения тел под поверхностью жидкости их В. с. уменьшается с увеличением погружения тела. Практически при погружении тела на глубину, равную половине его длины, В. с. пренебрежимо мало.

Методы теоретич. гидродинамики позволяют рассчитывать В. с. при предположении о малости амплитуд порождаемых волн в идеальной (лишённой вязкости) жидкости. Волны такого типа возникают в случае движения тела произвольной формы достаточно глубоко под поверхность, а также движения по поверхности воды «тонких» судов, т. е. имеющих незначит. углы наклона судовой поверхности к диаметральной плоскости. Расчёты по теоретич. ф-лам, как правило, хорошо согласуются с эксперим. данными.

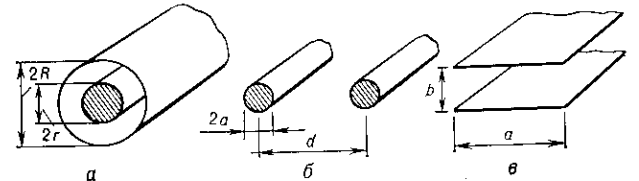
Лит.: Сретенский Л. Н., Теория волновых движений жидкости, 2 изд., М., 1977; Кочин Н. Е., Собр. соч., т. 1—2, М.—Л., 1949; Апухтин П. А., Войткусский Я. И., Сопротивление воды движению судов, М.—Л., 1953; Павленко Г. Е., Сопротивление воды движению судов, М., 1956. С. С. Войт.

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ линии передачи — отношение напряжения V к току I в эл.-магн. волне, бегущей вдоль линии передачи, $Z_B = V/I$; в линейных системах В. с. определяется только их параметрами и поперечной структурой полей, в нелинейных системах В. с. является ещё и ф-цией V и (или) I .

Для двухпроводной элктрич. линии В. с. равно

$$Z_B = R_B + iX_B = \left(\frac{\rho + i\omega L}{\sigma + i\omega C} \right)^{1/2},$$

где ω — угловая частота, L и ρ — погонные (на единицу длины) индуктивность и сопротивление проводников,



C — погонная ёмкость между ними, σ — погонная проводимость среды (см. Телеграфные уравнения). При отсутствии потерь В. с. — действит. величина, равная $R_B = \sqrt{L/C}$. На рис. приведены схематич. изображения нек-рых видов линий передачи: а — коаксиальной, б — двухпроводной, в — полосковой. Выражения для В. с. этих линий таковы:

- а) $Z_B = 2c^{-1} \sqrt{\mu/\epsilon} \ln(R/r)$ ед. СГСЭ = $60 \sqrt{\mu/\epsilon} \ln(R/r)$ Ом;
- б) при $a \ll d$ $Z_B = 4c^{-1} \sqrt{\mu/\epsilon} \ln(d/a)$ ед. СГСЭ = $120 \sqrt{\mu/\epsilon} \ln(d/a)$ Ом;
- в) $Z_B = 4\pi c^{-1} \sqrt{\mu/\epsilon} (b/a)$ ед. СГСЭ = $120\pi \sqrt{\mu/\epsilon} (b/a)$ Ом;