

УДК 532.528

Э. Л. АМРОМИН, А. В. ВАСИЛЬЕВ, Е. Н. СЫРКИН

ОБ УЧЕТЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ТЕЧЕНИЯ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ КРИТИЧЕСКОГО ЧИСЛА КАВИТАЦИИ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

Одной из основных характеристик гребных винтов является критическое число кавитации σ_c , поскольку оно определяет ту скорость, при которой на лопастях или вблизи них возникают вспышки кавитации, сопровождающиеся известными негативными явлениями. Отсутствие удовлетворительных методов теоретического определения критического числа кавитации привело к тому, что в течение долгого времени в инженерной практике применяли метод, основанный на пересчете на натурные условия результатов модельных экспериментов по визуальной регистрации возникновения кавитации (так называемые квазиакустические испытания, дающие зависимость σ_c от относительной поступи $J = V_a/nD$, где D — диаметр винта, n — число его оборотов, V_a — скорость набегающего потока).

При использовании такого подхода возникают две основные трудности. Первая связана с наличием сильных масштабных эффектов, вторая — с различием условий работы гребных винтов, обтекаемых в модельных условиях стационарным потоком в гидродинамических трубах, а в натуральных — нестационарным, скорости которого изменяются за оборот даже при $n = \text{const}$, потому что лопасти пересекают пограничный слой или след корпуса судна (см., например, иллюстрации на с. 225 и 515 в [1]).

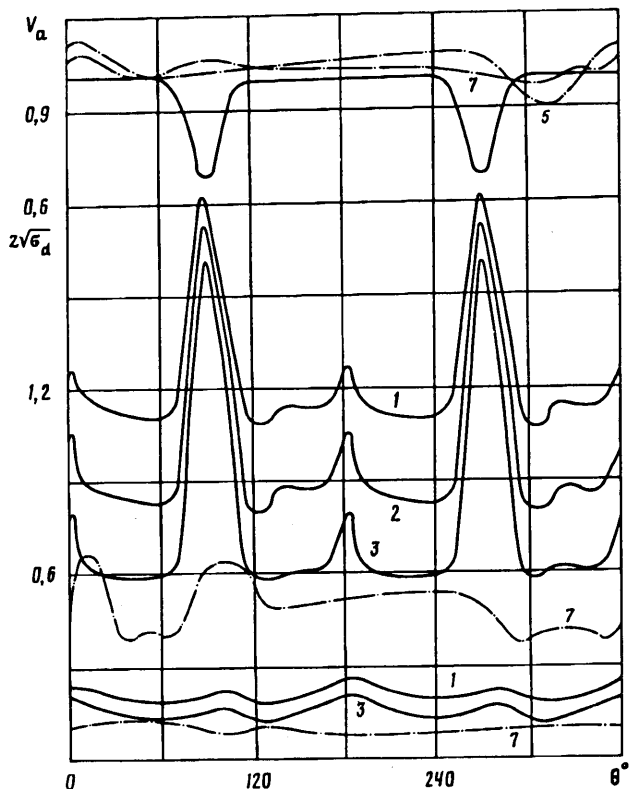
Чтобы обойти эти трудности, обычно в явной или неявной форме делаются три допущения [1]:

- 1) формы кавитации, возникающие на гребных винтах и их моделях при одинаковых J , идентичны;
- 2) критические числа кавитации пропорциональны степени числа Рейнольдса $\sigma_c \sim Re^m$, причем параметр m определяется формой кавитации и не зависит от геометрии лопастей;
- 3) справедлив квазистационарный подход, при котором значения σ_c можно определять при обтекании гребного винта стационарным однородным потоком, скорость которого равна экстремальному из мгновенных значений скорости набегающего на лопасти нестационарного потока.

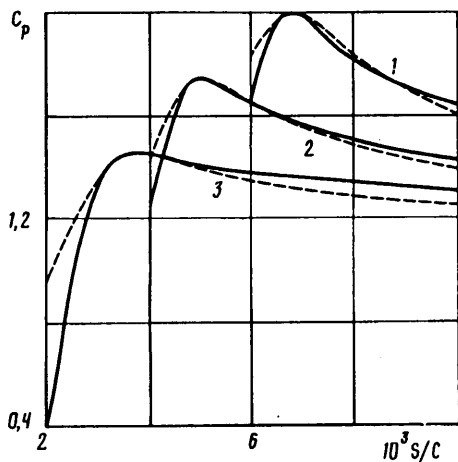
Такие допущения, однако, оказались приемлемыми лишь для гребных винтов с оптимальным по КПД законом распределения нагрузки вдоль радиуса лопасти. Запросы же инженерной практики повлекли за собой разгрузку их концевых сечений и погрешности упомянутого эмпирического подхода недопустимо возросли: перестало выполняться даже допущение о соответствии форм кавитации модели и натуре; в натуральных условиях кавитировать начинают лопасти, а в модельных — их концевые вихри.

Расчетные методы [2] позволили преодолеть пока только трудности, связанные с обусловленными влиянием вязкости и поверхностного натяжения масштабными эффектами. Воспользоваться для исследования нестационарных эффектов традиционным в теории винтов аппаратом рядов Фурье [3] затруднительно, поскольку реальные набегающие потоки весьма сложны: представление об этом дает фиг. 1, в верхней части которой штрихпунктиром приведены результаты измерения осевой составляющей скорости набегающего потока в кормовой оконечности модели судна для относительных радиусов r , удесятеренные значения которых указаны цифрами у кривых; θ — полярный угол в связанной со ступицей винта цилиндрической системе координат, V_a отнесено к скорости судна. Для описания таких потоков нужно удерживать много гармоник, объемы вычислений возрастают с их номерами и использование указанного подхода для построения эпюр давления на лопастях оказывается чрезмерно сложным.

В настоящей работе показано, что существует возможность оценить влияние нестационарности набегающего на лопасти потока на значения σ_c , мало усложняя по сравнению с [2] процедуру расчета давления на лопастях: достаточно разделить эффекты трехмерные и нестационарные. При не очень широких зонах резкого изменения V_a эффекты решетки и конечности размаха будут слабо меняться за оборот, давая почти постоянный вклад в неоднородность потока, набегающего на профиль



Фиг. 1



Фиг. 2

цилиндрического сечения лопасти. Тогда изменения безразмерного коэффициента давления C_p можно искать из решения плоской потенциальной задачи для этого профиля в набегающем потоке, нестационарность которого связана только с колебаниями нормальной к хорде компоненты скорости.

Вычисленное таким образом давление, как и в [2], используется при расчетах частичных каверн для заданных значений чисел Рейнольдса Re и Вебера We ; но здесь требуется определить только наибольшее из значений числа кавитации $\sigma = 2\rho\rho^{-1}(\pi nD)^{-2}$, при котором возможно существование каверны где-либо на лопасти при фиксированных D , n и разности давлений в невозмущенном потоке и в каверне $p(r)$. Использование величины πnD при построении числа кавитации σ обусловлено тем, что

именно скорость вращения концевое сечения лопасти наилучшим образом характеризует скоростной напор обтекающего их потока.

Так как исследуются начальные стадии кавитации, характеризующиеся относительно малыми и тонкими кавернами, не сильно изменяющими давление на лопастях по сравнению с их бескавитационным обтеканием при тех же значениях n , D и тех же V_a , приемлемо описанное в [2] разделение задачи на две части. Первая — отыскание эпюры давления при бескавитационном обтекании лопастей, осложненное здесь необходимостью учета нестационарности их обтекания. Вторая — расчеты частичных каверн при известных значениях Re и We . Обе части решаются приближенными методами. Результаты такого подхода сопоставляются с квазистационарным и анализируются возможности последнего как в расчетах, так и в экспериментах.

1. Как и обычно в теории гребных винтов [1, 3], считается, что они вносят в поток только потенциальные возмущения и для любого цилиндрического сечения лопасти для заданного значения $J = V/nD$ и для условий обтекания однородным потоком могут быть вычислены вызванные скорости теми же, что и в [1—3], методами трехмерной теории потенциала. Затем в плоскости этого сечения решается двумерная задача и находится потенциал набегающего потока вида $\Phi^* = x + ay + bxy$. Коэффициенты этой суммы подбираются так, чтобы профиль в таком плоском потоке имел тот же коэффициент подъемной силы C_y и тот же минимум C_p , что и в составе обтекаемой трехмерным однородным потоком лопасти.

Как видно из фиг. 2, распределение C_p вблизи минимума давления на типичном винтовом профиле в таком плоском потенциальном потоке (сплошные линии) близко к распределению, реализуемому в этом месте лопасти при трехмерном обтекании (штриховые); отнесенная к длине хорды C дуговая абсцисса s^* отложена от передней критической точки. Кривые 1—3 относятся к значениям $J = 0,51, 0,6, 0,7$ и $C_y = 0,23, 0,21, 0,17$; им соответствуют коэффициенты $a = 0,164, 0,143, 0,133$, $b = -0,199, -0,175, -0,173$. С этими коэффициентами потенциал Φ^* определен вблизи профиля, а на бесконечность он может быть продолжен, например, с разрывом производных, но при сохранении значения C_y .

При малых C_y , для которых экстремум C_p менее резок, его положение в построенном таким образом плоском потоке и в трехмерном потоке вокруг лопасти не удастся так же точно совместить, как на фиг. 2, и их сдвиг может иметь порядок сотой доли хорды; но характерные для таких режимов каверны в экспериментальных условиях присоединяются к лопасти с примерно таким же разбросом и этот сдвиг не должен иметь существенного значения в рассматриваемой задаче.

После отыскания коэффициентов формулы для Φ^* , по аналогии с используемыми в теории гребных винтов подходами [1, 3], эпюры C_p на профилях определяют из расчета их нестационарного обтекания плоским неоднородным набегающим потоком, компоненты которого могут быть представлены в виде

$$U_0 = 1 + by, \quad V_0 = a + bx + \frac{V_a - V^*}{[V^{*2} + (\pi nrD)^2]^{0,5}} \quad (1.1)$$

Здесь V^* — среднее значение V_a . В (1.1) от времени зависит только V_a , причем эта функция — результат измерений в пограничном слое судна — не является гармонической. Чтобы сформулировать задачу отыскания C_p на профиле как краевую задачу теории потенциала, надо аппроксимировать скорости (1.1) гармоническими функциями. Для этого не следует пытаться в плоскости профиля x, y восстанавливать потенциал по двум произвольным компонентам скорости на профиле или на его хорде — некорректность подобных попыток доказана еще в [4].

Аппроксимирующий потенциал можно строить с помощью распределенных по хорде диполей, оси которых ортогональны ей, а интенсивности зависят только от распределения мгновенных значений V_a вдоль нее. Построенный таким образом потенциальный набегающий поток близок к трехмерному около относительно тонких винтовых профилей, так как первое из условий (1.1) нарушается лишь

на величину порядка $(y/C)^2$. В итоге расчет нестационарного обтекания профиля производится здесь с помощью обобщения вихревого метода [5] и сводится к решению системы интегральных уравнений относительно интенсивностей присоединенных вихрей γ , распределенных по поверхности профиля S , и свободных вихрей Γ , сходящихся с его задней кромки и движущихся в нестационарном потоке вдоль отходящего от нее луча со скоростью, указанной в знаменателе дроби в формуле (1.1)

$$\frac{\gamma}{2} + \frac{1}{2\pi} \int_{(S)} \gamma \frac{\cos(N, R)}{R} dS + \sum_i \Gamma_i \frac{\partial \psi}{\partial N} = N_y U_0 - N_x V_0 \quad (1.2)$$

$$\int_S \gamma dS + \sum_i \Gamma_i = \text{const} \quad (1.3)$$

$$\gamma \{1 - 2\varepsilon\} = 2^{\beta/(2\pi-\beta)}, \{1 - \varepsilon\} \quad (1.4)$$

Здесь R — расстояние от производной до контрольной точки S ; $N = \{N_x, N_y\}$ — внешняя нормаль к S , β — угол заострения задней кромки, $0 < \varepsilon < 1$, длина хорды принята равной единице, ψ — функция тока свободных вихрей.

В каждой контрольной точке профиля рассматривается уравнение (1.2), эквивалентное условию его непротекания. Условие (1.3) — закон сохранения суммарной завихренности в плоском потоке, а (1.4) — асимптотический закон для скорости при приближении к задней кромке [6], являющийся следствием условия Жуковского — Чаплыгина.

После решения (1.2)—(1.4) в каждый момент времени t с помощью интеграла Лагранжа — Коши вычисляется давление на S . Надо отметить, что снесение свободных вихрей на указанный луч хотя и приводит к некоторым погрешностям вычислений, но позволяет не менее чем на порядок сократить объемы вычислений, поскольку оказывается возможным в заменяющей при расчетах (1.2)—(1.4) линейной алгебраической системе вида $A\gamma + B\Gamma = f(t)$ только один раз вычислять матрицы A , B и единожды вычислять матрицы для определения вклада вихрей в $\partial\Phi/\partial t$; кроме того, вблизи передней кромки, где возникает кавитация, эти погрешности невелики.

Итак, решение весьма сложной трехмерной нестационарной задачи сводится к решению трехмерной стационарной и набора плоских нестационарных задач, близких по трудоемкости к стационарной [5]. Все нестационарные эффекты изменения давления на лопасти анализируются в предлагаемом методе в плоском приближении. Традиционный же способ учета влияния неоднородности набегающего потока построения в каждый момент времени нового «эквивалентного профиля» с измененной в соответствии с поправкой Моргана [3] его наибольшей кривизной нерационален в силу необходимости заново вычислять при каждом t матрицы A , B ; но еще важнее, что используемый при традиционном подходе отдельный учет влияния распределений толщины и кривизны профиля обоснован только при малых вызванных скоростях на нем, т. е. при $|C_p| \ll 1$. При поисках же критического числа кавитации важны прежде всего те части профиля, где C_p может иметь порядок единицы.

Примеры расчета характеристик нестационарных потоков приводятся на фиг. 1. В ее средней части приведены зависимости от θ коэффициента σ_D в точке наибольшего разрежения на засасывающей стороне того профиля, который уже использовался при построении фиг. 2 ($-\sigma_D$ — минимальное значение σ , вычисленное в идеальной жидкости, для которой оно отождествляется с критическим числом кавитации), а в нижней — зависимости $C_{y,0}(\theta)$. Распределение $V_a(\theta)$ в следе за крылом, использовавшимся для создания в лабораторных экспериментах нестационарного набегающего потока, приведено сплошной линией в верхней части фиг. 1. Зависимости C_y и σ_D от θ для лопасти в этом следе

представлены для тех же значений J и при такой же нумерации, что и приведенные на фиг. 2 результаты.

Для приведенных на фиг. 1 характеристик набегающего потока за корпусом судна аналогичные кривые представлены для $J = 0,9$ и помечены цифрой 7. Азимутальный угол θ на фиг. 1 пропорционален времени. Когда передняя кромка профиля пересекает зоны минимума V_c в следе за крылом при $\theta = 90$ и 180° , происходят резкие всплески σ_p . Более слабые всплески и максимальный рост C_p происходят при пересечении этих зон задней кромкой (для данного параметра rD/c — при $\theta = 3$ и 183°). Видно, что минимум давления в нестационарном потоке не определяется мгновенным значением подъемной силы.

Приводившиеся в [7] сопоставления рассчитанных описанным методом и экспериментальных значений C_p на профиле в пульсирующем потоке свидетельствуют об удовлетворительной точности этих вычислений.

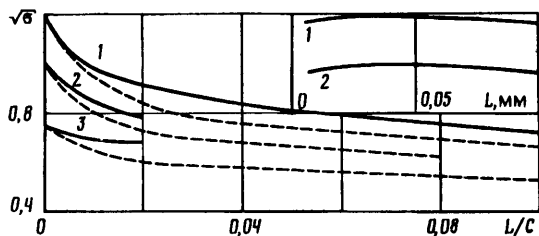
2. Общая схема расчета начальных стадий кавитации лопастей гребного винта здесь, как и в [2], основана на описанной в [8] теории и ниже обсуждаются только те особенности этого расчета, которые связаны с нестационарностью потока и с необходимостью найти именно максимальное из возможных значений σ . Надо подчеркнуть, что в [8] учитывалось не вообще влияние вязкости на кавитацию, а только связь размеров и условий существования каверн с толщинами вытеснения δ^* и потери импульса δ^{**} пограничного слоя тел, причем для вычисления толщин использованы интегральные методы.

Для нестационарных течений эти методы следовало бы модифицировать и в левой части уравнения Кармана должно появиться новое слагаемое $\partial[(1 - H_1)U\delta^*]/\partial t - \delta^*\partial U/\partial t$, где H_1 — отношение толщины пограничного слоя к δ^* , U — скорость на его внешней границе, а само уравнение должно превратиться из обыкновенного дифференциального уравнения в уравнение в частных производных. Однако начальные стадии кавитации, как правило, развиваются в очень малой окрестности передней кромки профилей протяженностью $l \ll C$, и если ширина области неоднородности $z \lesssim C$, то,

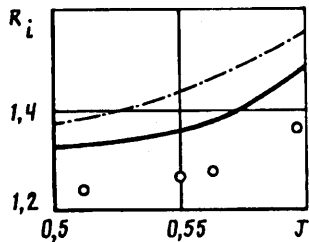
поскольку для $t \sim z/U$ справедливо $U \sim Dnr$, $\partial U^2/\partial x \sim U^2/l$, $\partial(u\delta^*)/\partial t \sim \delta^*U^2/z$, оказывается, что новое слагаемое в уравнении Кармана пренебрежимо меньше остальных. Поэтому, вычисляя C_p на границах тела вытеснения и каверны с помощью интеграла Лагранжа — Коши, а не Бернулли, процедуру расчета характеристики пограничного слоя в остальном здесь можно еще не корректировать по сравнению с [8].

Проблема отыскания тах σ связана с обсуждением того, что принимать за возникновение кавитации. Дрейфующие в воде или адсорбированные на теле микропузырьки имеются при любых характеристиках течения. Возникновение из этих ядер кавитации заметных невооруженным глазом каверн обычно совпадает с усилением гидродинамического шума или же ненамного запаздывает по сравнению с ним и с практической точки зрения могло бы считаться началом кавитации. Так как соответствующие их возникновению числа кавитации — случайные величины, для определения их математического ожидания в экспериментах давно уже регистрируется не возникновение, а исчезновение каверн на телах при медленном увеличении давления в набегающем потоке [9] или число исчезновения кавитации (которое часто мало отличается от числа возникновения кавитации [10]). В соответствии с этой экспериментальной практикой здесь, как и в [8, 11], в качестве σ_c принимается максимальное значение числа кавитации, при котором возможно существование присоединенной к телу каверны. Влияние газосодержания потока в представленных расчетах не учитывается, что обосновывалось для гребных винтов в [2].

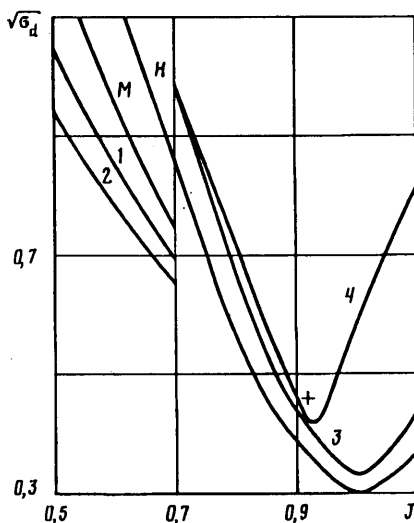
Отыскание σ_c — многоэтапная процедура: после определения C_p на профиле в нестационарном потоке перебирают пары абсцисс начала и конца каверн и в результате решения квазиплоской квазилинейной задачи [8] сначала отыскивают



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

соответствующие им значения σ , We при заданном Re и строят номограммы, которые затем используют для интерполяции по ним зависимостей длины каверны L от числа кавитации.

Типичные зависимости L от $\sigma^{0.5}$ приведены для разных J в однородном набегающем потоке на фиг. 3, при такой же нумерации кривых, как и на фиг. 2, причем здесь в правом верхнем углу над осью абсцисс с размерной шкалой детальнее изображены части этих же кривых, соответствующие очень коротким кавернам. Все эти результаты относятся к $n = 20 \text{ с}^{-1}$ и модели гребного винта с $D = 0,35 \text{ м}$.

Приведенные в верхнем углу фиг. 3 кривые наглядно демонстрируют наличие максимума зависимостей $\sigma(L)$, обусловленного влиянием капиллярности; ими подтверждается слабое влияние на характеристики очень коротких каверн заметного расхождения плоской и трехмерной эпюр давления на участке между передней кромкой профиля и зоной минимума C_p . Это можно было ожидать потому, что пограничный слой там даже для натуральных винтов еще ламинарный, а в зоне разрежения его толщина вытеснения сильнее зависит от местного давления, чем от предыстории потока. Наконец, максимум $\sigma(L)$ может соответствовать столь малым L , при которых регистрация каверны визуализацией, как это делалось, например, в [10], мало вероятна, и в этом — основная причина частого запаздывания визуальной регистрации кавитации относительно акустической.

3. Результаты приближенных расчетов требуется сравнивать с контрольным экспериментом. Ниже в качестве такого эксперимента используются измерения для винта в представленном на фиг. 1 следе за крылом. Сложность сравнения в том, что спроектированный для $J = 0,88$ умеренно нагруженный гребной винт с

$D = 0,35$ м в лабораторных условиях начинает кавитировать при гораздо меньших J , т. е. при больших нагрузках, для которых линейная теория [1, 3] дает уже значительные погрешности при вычислении C_p . Поэтому на фиг. 4 сопоставлены значения R_c — квадратного корня отношения критических чисел кавитации в неоднородном и однородном потоках: штрихпунктирная линия — расчет для идеальной жидкости, сплошная — для условий эксперимента по описываемой теории, точки — экспериментальные данные.

При сохранении общей тенденции, как и следовало ожидать, расчетное значение R_c выше наблюдаемого, поскольку визуализировать каверны малой длины в пульсирующем неоднородном потоке труднее, чем в стационарном однородном. Удовлетворительное соответствие расчета и опыта позволяет использовать описываемую теорию для анализа квазистационарного подхода к прогнозированию σ_c .

Этот подход основан на использовании кавитационных диаграмм, типа приведенных на фиг. 5. Кривой H показана расчетная зависимость $\sigma_c(J)$ для того же винта при $D = 3,7$ м в однородном потоке, а кривой M — для его модели с $D = 0,35$ м в таком же потоке. При квазистационарном подходе используют именно подобные кривые, сначала отыскивая по кривой $V_c(\theta)$ экстремумы J , а затем определяя по этим J значения критического числа кавитации в стационарном набегающем потоке. Результаты таких квазистационарных экстраполяций для изображенного кривой 7 на фиг. 1 набегающего потока показаны на фиг. 5 кривой 3. Погрешности их при экспериментальном построении диаграмм по меньшей мере трех видов.

Первая погрешность обусловлена масштабными эффектами кавитации и подтверждается разницей кривых M и H , которая зависит, в частности, от формы лопастей и не может быть перенесена с одного изделия на другое. Вторая связана с трудностью регистрации каверн малых размеров: кривыми 1 и 2 на фиг. 5 показаны зависимости $\sigma_c(J)$ для каверн длиной в 1 и 2 мм соответственно и видно, насколько может занижать σ_c некоторое запаздывание с регистрацией каверн. Поэтому при упоминавшемся эмпирическом подходе к прогнозированию σ_c фактически оперировали бы не кривой H , а кривыми 1 или 2, точнее — их экспериментальными аналогами. Соответствующие лабораторным условиям кривые 1, 2, M оборваны на фиг. 5 при $J = 0,7$, так как при больших J на лопастях моделей каверны обычно регистрируются позже, чем в вихрях.

Третья погрешность связана с нестационарностью набегающего на лопасти потока и, используя представленные здесь результаты, можно сказать, что для больших нагрузок и небольших поступей эта погрешность невелика. Иначе обстоит дело вблизи расчетного режима: кривой 4 представлен результат расчета для лопасти винта с $D = 3,7$ м в указанном натурном потоке, при вычислениях значения J для него построены по V^* . Построенные по V^* значения $J > 0,7$ при реальных режимах эксплуатации винта. Если при $J < 0,75$ кривые 3 и 4 практически сливаются, то при $J > 0,9$ для натурального потока предлагаемая теория прогнозирует возникновение кавитации уже не на засасывающей, а на нагнетающей стороне лопасти, чем и вызван резкий изгиб кривой 4. Лишь при возрастании отношения n к скорости судна возможно ее появление в той же форме, что и в модельных условиях, т. е. на засасывающей стороне. Точкой на фиг. 5 показано экспериментальное значение σ_c для натуральных условий.

Таким образом, при квазистационарном подходе критические числа кавитации гребных винтов могут заметно занижаться, а критические скорости хода судов — прогнозироваться неоправданно большими именно для режимов, близких к расчетному. Этот результат свидетельствует, в частности, о необходимости осторожного отношения к оптимизации сечений лопастей, производящейся в настоящее время с помощью методов, разработанных для стационарного потока (см., например, [12, 13]). Ввиду непреодоленных трудностей экстраполяции экспериментальных данных предпочтительнее расчетный анализ кавитации даже при предложенном значительном упрощении исходной нестационарной задачи.

Однако надо подчеркнуть, что описанный здесь способ сведения трехмерной задачи к плоской, как и все подобные приемы, не универсален.

Авторы признательны С. В. Капранцеву за помощь при проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Справочник по теории корабля. Т. 1. Л.: Судостроение, 1985. 764 с.
2. Амромин Э. Л., Мишкевич В. Г., Рождественский К. В. Приближенный расчет трехмерного кавитационного обтекания лопастей гребных винтов вязкой капиллярной жидкостью // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 6. С. 83—90.
3. Гребные винты. Современные методы расчета. Л.: Судостроение, 1983. 296 с.
4. Hadamard J. Lectures. on Cauchy's problem in linear partial differential equation. Paris: Univ. Press. 1922. 316 p.
5. Мельников А. П. Вихревой метод и его применение к построению потенциального обтекания крыла // Тр. Ленингр. военно-воздуш. инж. акад. 1949. Вып. 27. С. 13—22.
6. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963. 583 с.
7. Амромин Э. Л., Васильев А. В., Семюничева Е. Я. Проблемы отыскания профилей с наименьшим критическим числом кавитации // ПМТФ. 1991. № 5. С. 47—52.
8. Амромин Э. Л., Васильев А. В., Дробленков В. В. О различных приближениях в теории кавитационных течений вязкой капиллярной жидкости // ПМТФ. 1988. № 6. С. 117—126.
9. Pearsall I. S. Cavitation. London: Mills and Boon, 1972. 80 p.
10. Van der Meulen J. H. J. Boundary layer and cavitation studies of NACA. 16-012 and NACA 4412. Hydrofoils // Proc. 13 Symp. on Naval Hydrodyn. Tokyo. 1980. Tokyo, 1981. P. 195—219.
11. Амромин Э. Л., Александров К. В., Левковский Ю. Л. Определение условий возникновения кавитации на телах, обтекаемых с отрывом и присоединением пограничного слоя // ПМТФ. 1986. № 2. С. 34—40.
12. Shen Y. T., Eppler R. Wing sections for hydrofoils // J. Ship Res. 1981. V. 25. № 3. P. 191—200.
13. Елизаров А. М., Фокин Д. А. Построение крыловых профилей, обтекаемых безотрывно в заданном диапазоне изменения углов атаки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 3. С. 157—164.

Санкт-Петербург

Поступила в редакцию
25.XII.1991