

УДК 532.528:532.517-3

© 1990 г.

Э. Л. АМРОМИН, В. Г. МИШКЕВИЧ, К. В. РОЖДЕСТВЕНСКИЙ

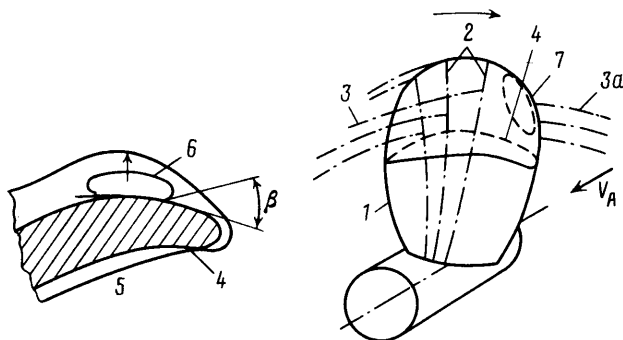
ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНОГО КАВИТАЦИОННОГО ОБТЕКАНИЯ ЛОПАСТЕЙ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ ВЯЗКОЙ КАПИЛЛЯРНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

При обтекании лопастей гребных винтов течение трехмерно, а наиболее распространенной формой их кавитации является частичная кавитация, при которой каверны не выходят за пределы лопастей. Характеристики частичной кавитации существенно зависят от вязкости жидкости, но трехмерная теория кавитационного обтекания тел развивалась пока в предположениях механики идеальной жидкости, а теория кавитационного обтекания тел вязкой жидкостью ограничивалась анализом плоских и осесимметричных течений [1-2].

В трехмерных кавитационных течениях обычно удается выделить два основных эффекта вязкости: влияние вязкого следа на подъемную силу обтекаемых тел и влияние толщины их пограничного слоя на размеры и положение каверн. Анализ этих двух эффектов удается разделить, если объемы каверн достаточно малы, чтобы пренебречь их обратным влиянием на подъемную силу тел. Если к тому же зоны интенсивных вторичных течений в пограничных слоях тел не охватывают на их поверхности значительной части зон разрежения, то расчет трехмерных кавитационных течений вязкости жидкости может быть разделен на вычисление распределения давления по телу, обтекаемому без кавитации в трехмерном потоке вязкой жидкости, и на решение совокупности плоских задач о кавитационном обтекании дужек определенным при расчете трехмерного бескавитационного обтекания неоднородным потоком жидкости. В статье показаны конкретные возможности такого разделения на примере частичной кавитации гребного винта для условий эксперимента [3].

1. Разделение расчета трехмерного кавитационного обтекания тела на два этапа иллюстрируют схемы течения на фиг. 1. Правая половина фигуры — схема обтекания одной из лопастей винта, ее контур очерчен кривой 1; стрелкой, параллельной оси вращения винта, указано направление скорости V_∞ набегающего на него потока; над лопастью указано направление ее вращения. Линиями 2 и 3 показаны присоединенные свободные вихри вихревой системы лопасти, 3а — свободные вихри другой, не изображенной на фигуре лопасти. Вид вихревой системы зависит от выбранного метода расчета, приведенная на фиг. 1 система иллюстрирует именно используемый в настоящей работе метод, но вышеупомянутое разделение не связано непременно с такой системой вихрей. Линией 4 выделен профиль цилиндрического сечения лопасти S , часть которого показана крупным планом в левой половине фигуры, где сечение границы каверны изображено линией 6, линией 5 — граница пограничного слоя S_δ , β — зависящий от смачиваемости лопасти краевой угол [2] в точке схода струй. Стрелками указано направление движения жидкости через границу каверны. Проекция каверны на засасывающей стороне лопасти очерчена кривой 7.

Этап определения давления по поверхности тела в вязкой жидкости нетривиален не только для трехмерного обтекания вращающейся лопасти, но и для крылового профиля в двумерном плоскопараллельном потоке. Профили цилиндрических сечений лопастей гребных винтов обладают малой относительной толщиной δ — для них, как правило, $0,03 < \delta < 0,1$. Поэтому даже в характерном для их эксплуатации диапазоне коэффициента подъемной силы $|c_y| \ll 1$ вблизи их передней кромки возможно появление узких и глубоких минимумов безразмерного коэффициента давления c_p .



Фиг. 1

Эти минимумы, оказывающие заметное влияние на частичную кавитацию профиля, в идеальной и в вязкой жидкости могут различаться на десятки процентов [4].

Распространенные в настоящее время сеточные методы решения уравнений вязкой жидкости дают неудовлетворительные распределения безразмерного коэффициента давления c_p вблизи передней кромки профилей [5, 6], т. е. в области наибольших разрежений, и об их использовании при расчетах кавитации пока не может быть и речи, безотносительно к требуемым для этого ресурсам ЭВМ. Несравненно лучше соответствующие опытам эпюры c_p обеспечиваются моделью вязко-невязкого взаимодействия [1], но затраты машинного времени на решение нелинейной задачи [1] последовательными приближениями тоже не малы (описанный в [4] метод, например, требует порядка 10 мин работы ЭВМ БЭСМ-6 для расчета одного режима обтекания одного профиля). Однако эпюру c_p , близкую к реализующейся на передней половине профиля в вязкой жидкости при $|c_p| < 1$, можно получить из расчета обтекания этого профиля потенциальным потоком, эквивалентным в смысле развиваемого c_v исходному набегающему потоку вязкой жидкости. Поэтому приближенное определение c_p на S в вязкой жидкости возможно из решения задачи

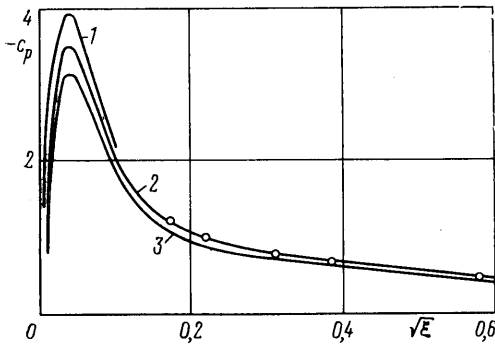
$$\Delta \Phi = 0; \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial N} \right|_s = 0; \quad \frac{\partial \Phi}{\partial x} \rightarrow -1 (x^2 + y^2 \rightarrow \infty) \quad (1.1)$$

для потенциала скорости Φ при заданном значении C_v (здесь N — нормаль к S). В таком расчете затраты машинного времени порядка 10^{-1} мин на вариант и не возникает вопроса о сходимости итераций; однако для полной формулировки задачи обтекания профиля эквивалентным потоком надо задать еще $c_v(\alpha)$ и условия обтекания острой задней кромки профиля. Для решения проблемы задания $c_v(\alpha)$ были произведены многочисленные расчеты обтекания вязкой жидкостью профилей со скругленной передней кромкой при $Re > 3 \cdot 10^5$, $|c_p| < 1$, $\delta < 0,15$ с помощью описанного в [4] метода. По их результатам удалось получить аппроксимационную формулу, описывающую влияние вязкости на коэффициент подъемной силы

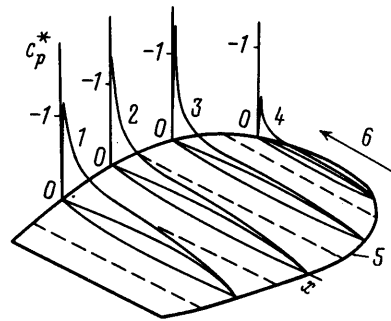
$$c_v = 2\pi (\mu_1 \alpha + \mu_2 \delta c) \\ \mu_1 = (1 + 0,87\delta) (1 - \exp\{12,5\delta - 0,186 Re - 0,07\}) \\ \mu_2 = 2\mu_1 [\delta (\delta - 0,05) (0,047 \ln Re - 0,44)^{-2} + 1] \quad (1.2)$$

Здесь α — угол атаки профиля, δ_c — наибольшая относительная кривизна средней линии гидродинамически гладкого профиля, число Рейнольдса Re построено по хорде профиля c .

Рассматривалось два варианта условий на задней кромке профиля в эквивалентном потенциальном потоке. Первый состоит в изменении α при соблюдении постулата Жуковского — Чаплыгина; второй — в сохранении α



Фиг. 2



Фиг. 3

при нарушении этого постулата. Оба способа не противоречат законам механики идеальной жидкости, и в ее рамках из них нельзя выделить правильный. Затруднительно выбрать более точный и по экспериментальным данным; на фиг. 2 для $\alpha \approx \pi/43$ приведено сопоставление расчета и опыта [7] для наиболее важной при расчетах кавитации части стороны разрежения симметричного профиля, описываемого формулой

$$y = \frac{2}{15} \sqrt{\xi(0,6-\xi)} \quad (\xi \leq 0,4187), \quad y = 0,06079 - 0,05746\xi \quad (\xi > 0,4187)$$

Здесь $\xi = xc^{-1}$. Кривая 1 на фиг. 2 соответствует расчету с сохранением α и постулата, т. е. без учета влияния Re ; кривая 2 — с сохранением α и с c_p , заданным для Re из [7] по формуле (1.2); 3 — с использованием (1.2) и постулата при соответствующем уменьшении α . Для соответствующего фиг. 2 α , как и для другого представленного в [7] значения $\alpha = \pi/29$, различия в доставляемых двумя сравниваемыми способами эпюрах c_p заметны только при $\xi^{0,5} < 0,2$. Для больших ξ разброс измерений [7] (к настоящему времени эти измерения — из числа наиболее подробных и точных) больше различия между результатами вычислений сравниваемыми методами. Аргумент $\xi^{0,5}$ выбран для представления эпюр давления потому, что согласно асимптотической теории

$$\sqrt{1-c_p} = \frac{A_1 \sqrt{\xi} + A_2}{\sqrt{\xi} + A_3}$$

Здесь A_1, A_2, A_3 — константы, зависящие от формы профиля и его угла атаки.

Необходимость учета влияния вязкости на c_p трехмерных лопастей гребных винтов заставляет вносить исправления в решение задачи (1.1), результатами которой являются, в частности, распределение c_p на лопастях и общая безразмерная сила на винте — коэффициент его упора k_z . При этом $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4$, где Φ_1 — потенциал набегающего на лопасти (в случае [3] — однородного) потока; Φ_2 — потенциал распределенных по срединной поверхности лопасти источников, с помощью которых учитывается их телесность; Φ_3 — потенциал спиралевидной системы свободных вихрей винта; Φ_4 — потенциал присоединенных вихрей лопасти. Потенциалы Φ_1 и Φ_2 зависят только от распределения толщины лопасти и от относительной поступи $J = V_\infty n^{-1} D^{-1}$ (D и n — диаметр гребного винта и число его оборотов в секунду). Интенсивность присоединенных вихрей $\gamma(\xi, r)$ определяется сингулярным интегральным уравнением, к которому сводится условие (1.2) на S и ищется в виде двойного ряда

$$\gamma(\xi, r) = B_0 \sqrt{\frac{1-\xi}{\xi}} + \sqrt{\xi(1-\xi)} \sum_{i=1}^M B_i f_i \quad (1.3)$$

Здесь B_0, B_1, \dots — функции безразмерной радиальной координаты r , f_i — ортогональные полиномы от ξ , M — натуральное число порядка 10. Представление (1.3) уже удовлетворяет постулату Жуковского — Чаплыгина на задней кромке лопасти.

Учет влияния вязкости на $\gamma(\xi, r)$ и эпюру c_p производится в квазиплоском приближении с помощью эквивалентных профилей, распределение перепада давления между засасывающей и нагнетающей стороной которых в плоском потоке совпадает с распределением этого перепада по сечениям $r = \text{const}$ лопасти. Необходимые для применения (1.2) к этим сечениям значения α и δ_c эквивалентного профиля определяются с помощью (1.3). Затем в представлении (1.3) для γ с учетом (1.2) изменяется B_0 и соответственно изменяется также интенсивность свободных вихрей. Измененные таким образом интенсивности вихрей используются непосредственно при вычислениях k_T и в формулах Био — Савара — при вычислениях производных Φ_3 и Φ_4 . При этом присущие линейной теории бесконечно большие разряжения вблизи передних кромок удаётся ликвидировать с помощью сращивания (1.3) с точным аналитическим решением, соответствующим обтеканию закругленной передней кромки [8]. В результате такого учета влияния вязкости заметно меняется как k_T , так и c_p . Например, для четырехлопастного винта S при $J=0,4$ по расчету для идеальной жидкости $k_T=0,22$, для вязкой — при $Re_N = nD^2v^{-1} = 1,4 \cdot 10^6$, $k_T=0,195$, в эксперименте $k_T=0,19$.

Если примерный характер таких изменений в плоских задачах продемонстрирован на фиг. 2, то фиг. 3 иллюстрирует его уже для всей стороны разрежения лопасти винта S из [3] при $J=0,4$, $Re_N=1,4 \cdot 10^6$. На фиг. 3 тройками кривых 1—4 для сечений $r=0,4; 0,6; 0,8; 0,95$ представлены формы сторон давления (нижняя кривая) и разрежения (средняя кривая) цилиндрических сечений лопастей, а также распределение c_p^* вдоль сечений (верхняя кривая). Безразмерное давление c_p^* получено с использованием произведения плотности жидкости на половину суммы $V_a^2 + (\pi n D r)^2$ и поэтому для определения размерного давления c_p^* в разных сечениях должно домножаться на разные множители. Кривая 5 очерчивает контур спрямленной лопасти, а стрелка 6 указывает направление ее движения. Штриховые линии на фиг. 3 отмечают сечения лопасти $r=0,3; 0,5; 0,7; 0,9$.

Именно c_p^* используется при квазиплоских расчетах каверн.

2. На этапе расчета формы частичных каверн на лопасти трехмерная задача для однородного набегающего потока заменяется совокупностью плоских задач об обтекании дужек определенным при расчете трехмерного потенциального обтекания лопастей неоднородным набегающим потоком вязкой жидкости, в котором давление меняется вдоль их длины.

Особенности используемой здесь модели кавитации [1, 2] лучше подчеркнуть в сравнении с хорошо известной моделью кавитационных течений идеальной жидкости или, по терминологии Г. Биркгофа, идеальной кавитации.

В идеальной кавитации граница каверны является частью границы потенциального потока: в вязкой жидкости эти две границы отделены оторвавшимся от поверхности обтекаемого тела пограничным слоем.

В идеальной кавитации граница каверны соединяется с поверхностью тела с сохранением касательной и нормали, а на телах плавных форм, кроме того, и с сохранением кривизны — в вязкой капиллярной жидкости они сопрягаются с разрывом нормали: краевой угол между нормалью к поверхности тела и к границе каверны зависит от смачиваемости поверхности обтекаемого тела, каверна в своем начале из-за влияния капиллярных сил имеет ненулевую толщину (как правило, одного порядка с толщиной пограничного слоя тела впереди нее) и инициирует отрыв пограничного слоя [2].

В идеальной кавитации каверна замыкается на фиктивные тела или на особенности типа обратных струек, выносящих жидкость из плоскости те-

чения. В рассматриваемой модели течения каверна также оканчивается обратной струйкой и ее наличие приводит, во-первых, к образованию еще одной зоны вязкого отрыва (ниже каверны по потоку), во-вторых, к скачкам толщин вытеснения и потери импульса в конце каверны, в-третьих, к усилению перемешивания в турбулентном пограничном слое над ней (жидкость, попавшая с обратной струйкой в каверну, вытекает через ее боковую поверхность).

В идеальной кавитации свободная граница потока, на которой наряду с (1.1) выполняется условие $c_p = -\sigma = \text{const}$, ограничена только границей каверны — в рассматриваемой модели течения свободная граница потенциального потока S^* простирается также над обеими упомянутыми зонами отрыва и значение c_p на ней не постоянно, а зависит от характеристик пограничного слоя на теле и каверне и от кривизны ее поверхности. Поэтому расчет невязкого потока с помощью (1.1) и условия на S^*

$$\nabla \Phi \nabla \Phi = F \quad (2.1)$$

чередуются с расчетом пограничного слоя с помощью интегральных соотношений, принимающих на границе каверны вид

$$\frac{d\delta^{**}}{dl} + \left(1 - \frac{u_0}{U}\right) \frac{v_0}{U} = 0, \quad u_0 \frac{du_0}{dl} = a \frac{(U - u_0)^2}{\delta_0} \quad (2.2)$$

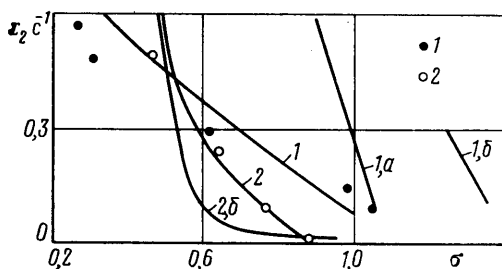
Здесь F — неявная функция Re ; $a \approx 0,03$ — постоянная Клаузера; $U = F^{0,5}$; u_0, v_0 — компоненты скорости на границе каверны; δ_0 и δ^{**} — толщины пограничного слоя и потери импульса на ней. Решение (1.1), (2.1) влияет на решение (2.2) через косвенно зависящее от U значения $\{\delta_0, \delta^{**}\}$ в начале каверны. Значения F и протяженность части S^* перед каверной (т. е. зоны отрыва перед ней) зависят также от толщины головной части каверны (т. е. от капиллярных сил). Краткое описание вида функции F и используемого при расчетах кавитации дужек в вязкой капиллярной жидкости вычислительного метода имеется в [2].

Формально сведение трехмерной задачи к совокупности плоских производится следующим образом: для нескольких цилиндрических сечений, соответствующих различным r , рассматривается совокупность задач об обтекании дужек неоднородным набегающим потоком, потенциал которого Φ , удовлетворяет соотношению

$$\frac{\partial \Phi_s}{\partial l} = -\sqrt{1 - c_p^*(l)}$$

где l — отсчитываемая вниз по потоку от передней критической точки дуговая абсцисса сечения, а его кривизна и телесность уже учтены в c_p^* . Расчет невязкого потока при таком обтекании дужки производится с использованием (1.1), причем $c_v = 0$, $\Phi = \Phi_s + \Phi_0$, а слагаемое Φ_0 обусловлено оттеснением невязкого потока каверной и пограничным слоем лопасти. Практически для каждого цилиндрического сечения лопасти при известном построенном по хорде этого сечения числе Рейнольдса Re_r проводится серия расчетов с таким подбором пары точек $\{x_1, x_2\}$, где x_1 и x_2 — абсциссы начала и конца каверны, чтобы им соответствовала заданная пара чисел $\{\sigma, \text{We}\}$. Число Вебера We также построено по хорде данного сечения и, как и σ , меняется от сечения к сечению, являясь функцией r . Взаимное влияние каверн при разных r и обратное влияние кавитации на c_v и, как следствие, на c_p^* профиля здесь игнорируются.

Оценить, когда приемлемо последнее из этих допущений и до каких значений отношения x_2/c еще нет значительного обратного влияния кавитации на c_v , проще на примерах сопоставления плоской теории с измерениями характеристик каверн на прямоугольных в плане крыльях в гидродинамических трубах. На фиг. 4 точками 1 представлена экспериментальная зависимость $x_2(\sigma)$ для крылового профиля НАСА-4412 с $\delta = 0,12$, $\delta_c =$



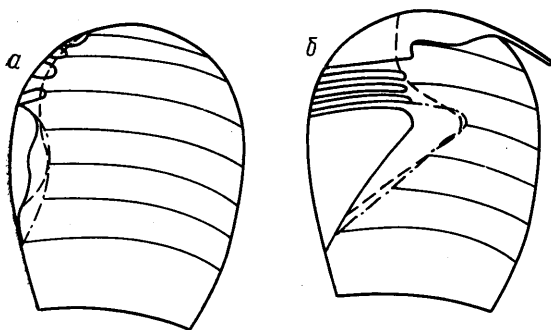
Фиг. 4

$=0,04$ из опытов [9], точками 2 — для профиля с $\delta=0,114$, $\delta_c=0$ из опытов [10]. Измерения [9] проводились при $\alpha=\pi/45$, $Re=8 \cdot 10^5$, $c \approx 0,1$ м. Все приведенные в настоящей работе расчеты кавитации для использованных в опытах [3, 9, 10] металлических тел выполнены в предположении абсолютной смачиваемости их поверхности: $\beta=0$. Расчетная кривая 1, а на фиг. 4 соответствует частичной кавитации в вязкой жидкости при c_v , вычисленной по формуле (1.2) и не зависящей от σ , 1 — с измеренным в [9] $c_v(\sigma)$, 1, б — идеальной кавитации. Измерения [10] производились при $Re=10^6$, $c=0,1$ м, расчетная кривая 2 соответствует частичной кавитации профиля [10] при том же c_v в вязкой жидкости, 2б — в идеальной, где из-за отсутствия капиллярных сил минимальная длина каверны равна нулю, а $\max \sigma = -|\min c_p|$. Обтекание профиля НАСА-4412 в рассмотренных здесь условиях характеризуется близким к единице c_v , и для такого режима обратное влияние каверны на c_v заметно уже при $x_2 \approx 0,2c$. Для профиля из [10] с практически той же толщиной при типично винтовых c_v это влияние еще относительно слабо даже при $x_2 \approx 0,5c$.

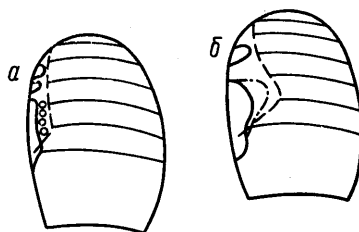
3. Некоторые результаты применения описываемого подхода приведены на фиг. 5, 6. На фиг. 5 расчеты сопоставляются с изменениями в кавитационной трубе Вагенингена [3]. Там приведены нанесенные на изометрическую проекцию лопасти формы каверн. Линиями 2 показаны расчетные линии $x_2(r)$, а сфотографированные в [3] формы каверн ограничены линиями 1 (прозрачная часть — сплошной, пенно-пузырьковая — штрихпунктиром). На свободной от кавитации части лопасти нанесены также проекции ее цилиндрических сечений. В трубе набегающий поток практически однороден, колебания давления на оборот лопасти из-за влияния веса жидкости при $V_a \sim 10$ м/с и $D=0,34$ м относительно невелики и картины кавитации поэтому близки к стационарным. Фигура 5, а соответствует $\sigma_N=2p^*(nD)^{-2}=2,2$ где p^* — отношение разности давлений в невозмущенном потоке и в каверне к плотности воды, фиг. 5, б — $\sigma_N=1,3$. Все представленные результаты соответствуют винту S из [3], имеющему четыре лопасти и испытанному при $Re_N=nD^2v^{-1}=1,8 \cdot 10^6$, $J=0,4$.

Соответствие расчета опыту в трубе можно признать вполне удовлетворительным. Отличие $x_1(r)$ от передней кромки и в расчете и в опытах [3] столь мало, что соответствие теории и опыта для $x_1(r)$ нет возможности обсуждать. Расчет никак не отражает чередование кавитационных и бескавитационных зон при $\sigma_N=2,2$; несмотря на это, квазиплоская теория достаточно хорошо описывает длину этих трехмерных образований. Возможно, главное в том, что радиусы кривизны цилиндрических сечений головной части каверны, примерно равные половине толщины этой части, примерно на два порядка меньше характерных поперечных размеров каверн на лопасти, и именно поэтому использование плоской теории здесь столь же допустимо, как, например, при расчетах обтекания крыльев большого удлинения.

При $r \rightarrow 1$ и $\sigma_N=1,3$ квазиплоская теория дает существенно отличный от опыта результат из-за трехмерного эффекта — существенного отклонения линий тока от цилиндрических сечений лопастей. Сопоставление



Фиг. 5



Фиг. 6

с опытом показывает также, что отмеченное в [2] завышение σ квазиплоской квазилинейной теорией, по-видимому, компенсируется при $\sigma_N=2,2$ некоторым занижением U при уменьшении α для выполнения (1.4).

Для рассмотренных здесь начальных стадий кавитации часто рассматривается вопрос о влиянии газосодержания потока на ее развитие. Например, критическое число σ_c , описывающее возникновение кавитации на телах вращения или крыльях, из-за влияния газосодержания регистрируется при скоростях набегающего потока $V_a \sim 5-10$ м/с с разбросом до 20-30% [11]. Связано это, однако, главным образом с тем, что в экспериментах с начальными стадиями кавитации обычно регистрируется фактически не σ , а число Эйлера Eu (при обработке измерений давление в каверне априори полагается близким к давлению насыщенных паров). Поскольку $Eu-\sigma \sim V_a^{-2}$, а скоростной напор на лопасти кавитирующих винтов по крайней мере на порядок больше, чем в упомянутых опытах, возникающий из-за влияния газосодержания разброс характеристик кавитации винтов можно игнорировать: занятый дрейфующими газовыми пузырями объем при таких условиях уже будет близок к тому, который описываемая теория предсказывает для однофазной стационарной каверны.

На фиг. 6 приведено сопоставление расчетов с опытами [3] в кавитационном бассейне, при тех же J, D, Re_N , что и на фиг. 5, и тех же обозначениях. Фигура 6, *a* соответствует $\sigma_N=2,0$, фиг. 6, *b* — $\sigma_N=1,7$. Расчет c_v и c_p с помощью задачи (1.1) — (1.2) производился без учета наличия свободной границы, что привело к завышению c_v , и здесь можно говорить уже только о качественном соответствии опыту.

Предлагаемый метод позволяет удовлетворительно описать размеры и формы каверн на лопастях гребных винтов при тех стадиях кавитации, при которых еще не наблюдается изменения суммарных силовых характеристик движителя. Метод может быть распространен для расчетов частичной кавитации и в других гидромашинах.

Авторы признательны А. В. Васильеву и С. И. Никитченкову за помощь при выполнении расчетов, а Г. Ю. Степанову — за обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Степанов Г. Ю. Об основных модельных представлениях механики жидкости и газа в теории крыла // Некоторые вопросы механики сплошной среды. М., 1978. С. 5-28.
2. Амромин Э. Л., Васильев А. В., Дробленков В. В. О различных приближениях в теории кавитационных течений вязкой и капиллярной жидкости // ПМТФ. 1988. № 6. С. 117-126.
3. Kuiper G. Cavitation inception on ship propeller models. Wageningen: Netherlands Ship Model Basin, 1981. 209 p.
4. Справочник по теории корабля. Т. 1. Л.: Судостроение, 1985. 764 с.
5. Rhee C. M., Chow W. L. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation // AIAA Journal. 1983. V. 21. № 1. P. 1525-1532.
6. Myung-soo Shin, Kazuhiro Mori. Numerical computation of two-dimensional waves behind a Hydrofoil // J. Soc. Nav. Arch. Japan. 1988. V. 163. P. 37-46.
7. Yamaguchi H., Kato H., Maede M., Mynada M. Nonlinear theory for partially cavitating hydrofoil // J. Soc. Nav. Arch. Japan. 1983. V. 154. P. 95-101.

8. Бубенцов В. П., Мишкевич В. Г., Рождественский К. В. Расчетное построение диаграмм кавитационного и безотрывного обтекания крыльев и лопастей гребных винтов на основе метода сращиваемых асимптотических разложений // 5-й Нац. конгр. по теоретической и прикладной механике, Варна, 23–29 сент., 1985; 14-й Науч.-методол. семинар по гидродинамике судна. Современные проблемы гидро- и аэродинамике судна: Докл. Т. 1. Варна, 1985. С. 3/1–3/10.
9. Daily J. W. Cavitation characteristics and infinite-aspect ratio characteristics of a hydrofoil section // Trans. ASME. 1949. V. 71. № 3. P. 269–284.
10. Амромин Э. Л., Васильев А. В., Лордкипанидзе А. Н. Расчеты плоских каверн и кавитационное обтекание крыльев // Актуальные задачи механики сплошных сред. Чебоксары, 1986. С. 4–8.
11. Billet M. L., Holl J. W. Scale effects on various types of limited cavitation // Trans. ASME. J. Fluids. Eng. 1981. V. 103. № 3. P. 405–414.

Ленинград

Поступила в редакцию
5.V.1989