

УДК 532.528

ИССЛЕДОВАНИЯ СУПЕРКАВИТАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ

Ю. Н. САВЧЕНКО

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 10.05.2007

Рассматриваются пристеночная суперкавитация на плоской стенке и суперкавитация на телах вращения. Приведены некоторые результаты теоретических и экспериментальных исследований по использованию суперкавитационных течений на корпусах движущихся объектов с целью снижения гидродинамического сопротивления и повышения скорости. Предлагаются простые расчетные формулы и компьютерные программы для оценки полученного эффекта и энергозатрат по обеспечению суперкавитационного режима обтекания.

Розглядається пристінна суперкавітація на плоскій стінці і суперкавітація на тілах обертання. Приведено результати теоретичних і експериментальних досліджень для використання суперкавітаційних течій на корпусах об'єктів, що рухаються, з метою зниження гідродинамічного опору і підвищення швидкості. Запропоновано прості розрахункові формули і комп'ютерні програми для оцінки одержаного ефекту і енергозатрат для забезпечення суперкавітаційного режиму обтікання.

The boundary supercavitating flows on the flat wall and supercavitation on the bodies of revolution are considered. The theoretical and experimental results of supercavitation investigation was given to use on vehicle hulls for the drag reduction and speed increasing. A practical formulas and software was proposed to calculate and estimate a drag reduction effect and energy expenses at supercavitating flow realisation.

ВВЕДЕНИЕ

Суперкавитационные течения получают все большее распространение в технике, где они становятся основой разработки новых технологий.

Наиболее ярким примером стало создание технологии сверхскоростного подводного движения, где благодаря использованию явления суперкавитации удалось превысить скорость звука в воде (1540 м/с). Суперкавитационные течения использовались при разработке суперкавитирующих подводных крыльев и лопаток судовых винтов и насосов. Результаты исследования пристеночных суперкавитационных течений и струйной микрокавитации позволили создавать новые технологии струйной резки материалов, технологии безсприцевой инъекции лекарственных препаратов и технологии снижения сопротивления трения.

В этом перечне направлений применения суперкавитации разработка технологий снижения сопротивления трения заняло особую роль по широте и эффекту применения. Так, экономический эффект от снижения на 10% сопротивления трения только по морскому транспорту за год составляет 10 миллиардов долларов (доклад Американского национального комитета по теоретической и прикладной механике, 2006 г.).

В снижении сопротивления трения применение пристеночной суперкавитации выглядит очень привлекательно, поскольку часть поверхности,

покрытой суперкаверной, исключается из смоченной поверхности, замываемой потоком, а следовательно, и не испытывает гидродинамического сопротивления.

Однако условия образования и существования пристеночных каверн во многом сильно отличаются от условий для свободных каверн в безграничном потоке, что требует дополнительно учета параметров пограничного слоя и поверхностного натяжения.

К тому же, использование суперкавитационных технологий, как правило, требует наличия довольно высокой расчетной скорости движения.

Необходимость разгона объекта большой массы до расчетной скорости в условиях, когда технология снижения сопротивления еще не работает, представляет определенные трудности.

Для однокаверновой схемы суперкавитационного обтекания тел вращения с кавитаторами конической формы в Институте гидромеханики НАН Украины были созданы компьютерные программы, которые дают возможность значительно упростить процесс вписывания объекта в суперкаверну и оптимизировать параметры подводного движения [1, 2].

Компьютерные программы дают возможность определить предельные значения начальных возмущений для устойчивого движения суперкавитирующих объектов, движущихся по инерции и при наличии тяги движителя.

1. ПРИСТЕНОЧНАЯ СУПЕРКАВИТАЦИЯ

При наличии участка с плоской пленочной суперкаверной поток жидкости не взаимодействует со стенкой, в результате чего сила трения отсутствует. При этом на свободной границе суперкаверны реализуется условие проскальзывания.

Проскальзывание на участке с суперкаверной восстанавливает невозмущенный профиль скорости в пограничном слое, что приводит к повышению сопротивления соседнего участка, расположенного в следе за суперкаверной.

Для определенного числа модулей, обеспечивающих проскальзывание, каждый из которых имеет конечную длину, можно поставить задачу их оптимальной группировки, расположения или распределения с целью обеспечения максимального снижения сопротивления поверхности. Для количественной оценки снижения сопротивления поверхности, на которой образованы области скольжения, требуется рассчитать течение в пограничном слое со смешанным типом граничных условий: на твердой поверхности имеет место равенство нулю скорости, а на участке скольжения – равенство нулю производной скорости в направлении, перпендикулярном потоку, что эквивалентно равенству нулю касательного напряжения.

Метод расчета основан на численном решении уравнений Праנדтля в переменных $u - \psi$, где u – продольная скорость, ψ – функция тока. Основная трудность заключается в численной реализации изменения типа граничного условия на поверхности, то есть перехода от граничного условия прилипания к граничному условию скольжения и наоборот [3].

Для установившегося ламинарного двумерного течения несжимаемой жидкости уравнения пограничного слоя записываются в декартовой системе координат в переменных $u - \psi$:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (1)$$

где u – составляющая скорости в проекции на ось Ox ; $\psi(x, y)$ – функция тока удовлетворяет уравнению неразрывности в силу своего определения

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (2)$$

v – составляющая скорости вдоль оси y ; μ – коэффициент динамической вязкости; dp/dx – продольный градиент давления, который считается заданным.

На рис. 1 показана схема пограничного слоя вблизи пластинки, на которой периодически задаются условия прилипания и скольжения. На длине a

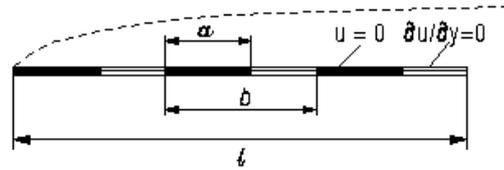


Рис. 1. Схема граничных условий на пластине с периодом проскальзывания и прилипания

каждого периода $b = l/M$, где M – число областей прилипания и проскальзывания жидкости, выполняется условие прилипания

$$u = 0, \quad \psi = 0, \quad (3)$$

а на длине $b - a$ выполняется условие проскальзывания, при котором касательное напряжение $\tau = \mu \partial u / \partial y$ равно нулю, следовательно,

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0. \quad (4)$$

Отношение длины суммарной области скольжения к длине пластинки определяется параметром скважности $S = \frac{b - a}{b}$, а отношение $l/b = M$ характеризует масштаб однородности граничных условий.

При заданном градиенте давления dp/dx граничные условия (3) и (4) являются достаточными для получения решения уравнений пограничного слоя (1) и (2).

Расчетная область вдоль оси Ox ограничена длиной пластинки l , а в направлении оси Oy – значением $h = \frac{5}{\sqrt{Re}} l$.

Расчеты плоскопараллельного ламинарного течения выполнены в диапазоне чисел Рейнольдса от 10^3 до $5 \cdot 10^5$. Коэффициент трения

$$c_f = \frac{2F}{\rho u_\infty^2 l}, \quad (5)$$

где сила трения $F = \sum_{i=0}^{M-1} \int_{ib}^{ib+a} \tau_0 dx$, а напряжение

трения на смоченной поверхности $\tau_0 = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\mu u_\infty}{l} \frac{U_2 - U_1}{Y_2 - Y_1}$; на участке скольжения напряжение трения равно нулю.

Вследствие нелинейности развития пограничного слоя, кроме параметра скважности, на сопротивление трения оказывает влияние масштаб однородности граничных условий $l/b = M$.

Максимальное значение $b/l = 1$ соответствует $M = 1$, то есть наибольший выигрыш в снижении

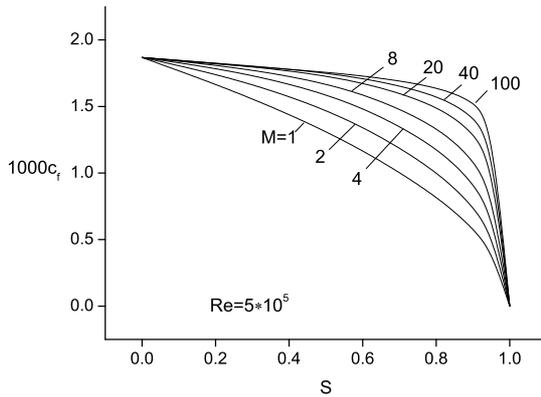


Рис. 2. Зависимость коэффициента сопротивления от скавжности для различных значений масштаба $l/b = M$

гидравлического сопротивления можно получить при максимальной длине участка скольжения на пластинке. Для этого случая коэффициент сопротивления определяется аналитически:

$$c_f = \frac{1.35}{\sqrt{Re}} \sqrt{\frac{a}{b}} = \frac{1.35}{\sqrt{Re}} \sqrt{1-S}. \quad (6)$$

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента сопротивления от скавжности для различных значений масштаба b/l . При $S \rightarrow 1$ коэффициент $c_f \rightarrow 0$, что соответствует условию скольжения потока на всей пластине, а при $S \rightarrow 0$ значение коэффициента сопротивления стремится к значению $c_f \rightarrow 1.35/\sqrt{Re}$, соответствующему решению Блазиуса для полностью смоченной пластинки.

В результате проведенных исследований получены интересные нетривиальные выводы, которые будут важны для последующих исследований.

* На коэффициент сопротивления оказывают влияние скавжность S поверхности и масштаб M однородности граничных условий.

* Максимальный выигрыш в снижении сопротивления при заданной скавжности реализуется при максимальном масштабе однородности граничных условий.

* С уменьшением масштаба однородности граничных условий сопротивление трения повышается, а его зависимость от скавжности становится существенно нелинейной.

* В случае большого количества модулей ($M > 20$), периодически реализующих проскальзывание жидкости на обтекаемой поверхности, для снижения сопротивления на 10% требуется, чтобы скавжность поверхности составляла не менее 90%, в

то время как для одного модуля достаточно 30% скавжности.

1.1. Суперкаверна на вертикальной стенке

Использование суперкаверн на вертикальных стенках корпусов судов для снижения гидродинамического сопротивления выглядит чрезвычайно привлекательно, так как они сообщаются с атмосферой и не требуют организации поддува воздуха. Однако использование пристеночной суперкавитации требует учета влияния пограничного слоя и двухфазного следа.

Схема пристеночного суперкавитационного течения для невязкой жидкости рис. 2, соответствует суперкавитационному течению в верхней половине плоскости обтекания пластинки безграничной жидкостью.

При этом основные параметры суперкаверны определяются соотношениями [4]:

$$\frac{L(\sigma)}{2h} = \frac{4}{(4+\pi)} \left\{ \left[\frac{(2+\sigma)}{\sigma} \right]^2 - \frac{1}{2} \ln 4 \left[\frac{(2+\sigma)}{\sigma} \right] - \frac{1}{4} \right\}; \quad (7)$$

$$C(\sigma) = \frac{2\pi}{(4+\pi)} (1+\sigma), \quad (8)$$

где L – длина суперкаверны; $2h$ – ширина плоского кавитатора (пластинка);

$\sigma = \frac{(P_0 - P_K)}{(\rho U^2)/2} = \frac{2gH}{U^2/2}$ – число кавитации; P_0 – давление; P_K – давление в каверне; H – глубина; U – скорость; ρ – плотность воды; $C(\sigma)$ – коэффициент сопротивления кавитатора.

Если сравнить кавитационное сопротивление плоского кавитатора

$$X_K = \frac{2\pi}{4+\pi} (1+\sigma) \frac{\rho U^2}{2} h L_K, \quad (9)$$

(здесь h – толщина (высота) кавитатора, L_K – элемент длины кавитатора) с гидродинамическим сопротивлением трения части стенки, покрытой суперкаверной,

$$X = \xi(Re) \frac{\rho U^2}{2} L(\sigma) L_K, \quad (10)$$

(здесь $\xi(Re)$ – коэффициент сопротивления трения [7]), то для малых чисел кавитации из выражений (7), (9) и (10) можно получить соотношение для оценки снижения сопротивления. Коэффициент $\xi(Re)$ показывает, какую часть кавитационное сопротивление составляет от сопротивления трения полосы, покрытой каверной с площадью $L * L_K$, расположенной на глубине H

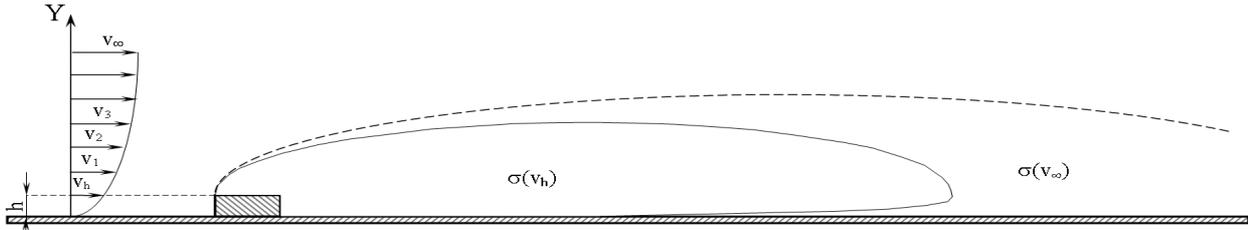
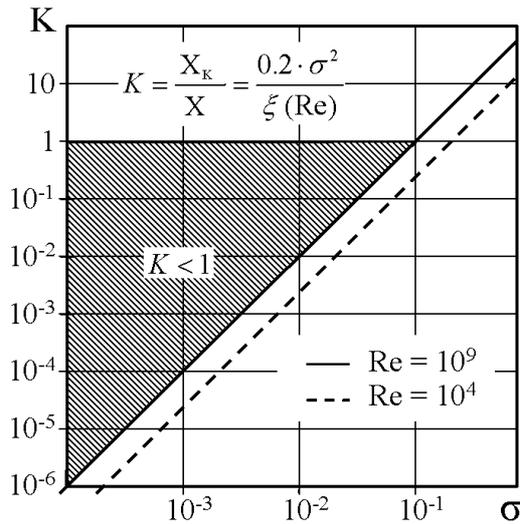


Рис. 3. Схема обтекания пристеночного кавитатора в пограничном слое


 Рис. 4. Область эффективности суперкавитации ($K < 1$)

$$K = \frac{X_K}{X} = \frac{C_0(\sigma)}{\xi(\text{Re})} \frac{h}{L_K(\sigma)} \approx 0.2 \frac{\sigma^2}{\xi(\text{Re})}. \quad (11)$$

Из соотношения (11) видно, что коэффициент снижения сопротивления зависит от σ^2 и что условием наличия снижения сопротивления является условие (рис. 4)

$$\frac{\sigma^2}{\xi(\text{Re})} < 5. \quad (12)$$

Влияние пограничного слоя можно учесть, осредняя динамическое давление по высоте h кавитатора в условиях распределенной скорости $v^2(y)$ в погранслое:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{\rho} \bar{U}^2}{2} &= \frac{1}{h} \int_0^h \frac{\rho}{2} v^2(y) dy = \frac{1}{h} \rho \frac{U^2}{2} \int_0^h \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{2}{7}} dy = \\ &= \frac{\rho U^2}{2} \frac{7}{9} \left(\frac{h}{\delta}\right)^{\frac{2}{7}}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $v(y) = U \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}}$ – теоретическое распределение скорости в турбулентном погранично слое на гладкой стенке; δ – толщина пограничного слоя [5].

С учетом выражения (13) можно ввести некоторое эффективное число кавитации σ^* , учитывающее распределение скорости в пограничном слое:

$$\sigma^* = \frac{P_0 - P_C}{\frac{\rho U^2}{2} \frac{7}{9} \left(\frac{h}{\delta}\right)^{\frac{2}{7}}} = \sigma \cdot 1.28 \left(\frac{\delta}{h}\right)^{\frac{2}{7}}. \quad (14)$$

Тогда выражения для длины каверны и сопротивления кавитатора (7), (9) будут иметь вид

$$\frac{L}{h}(\sigma^*) = \frac{4.48}{\sigma^{*2}} = \frac{4.48}{\sigma^2} \left(\frac{h}{\delta}\right)^{\frac{4}{7}}, \quad (15)$$

$$X_K^* = 0.88 \frac{\rho U^2}{2} \cdot 0.78 \left(\frac{h}{\delta}\right)^{\frac{2}{7}} h L_K. \quad (16)$$

2. СУПЕРКАВИТАЦИОННОЕ ДВИЖЕНИЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ

В настоящее время имеется достаточно много работ по оптимизации корпусов в сплошном обтекании, которые составили фундаментальную теорию корабля.

Однако развитие суперкавитации и возможность использования суперкаверн на корпусах судов требуют проведения соответствующих расчетов и оценки гидродинамических параметров суперкавитирующих объектов.

Использование однокаверновой схемы обтекания для суперкавитационного режима движения осесимметричных тел накладывает определенные ограничения на форму и размеры корпуса подводного объекта.

При этом габариты корпуса будут ограничены предельными размерами суперкаверны.

Для формы и размеров суперкаверн, образованных диском, ИГМ НАН Украины предложил расчетные формулы [6]:

$$R^2(x) = 3.659 + 0.847(\bar{x} - 2) - 0.236\sigma(\bar{x} - 2)^2, \quad (17)$$

$$R_c = \sqrt{3.659 + \frac{0.761}{\sigma}}; \quad L_c = 4 + \frac{3.595}{\sigma},$$

где $\bar{x} = x/R_n$; $\bar{x} \geq 2$; $0.01 < \sigma < 0.06$.

Имеются также теоретические формулы

$$D_c = D_n \sqrt{\frac{Q_x}{\sigma}}; \quad L_c = \frac{D_n}{\sigma} \sqrt{c_x \ln \frac{1}{\sigma}};$$

$$\lambda = \frac{L_c}{D_c} = \sqrt{\frac{\ln \frac{1}{\sigma}}{\sigma}}.$$

В этом особом случае формализацию размеров корпуса суперкавитирующих корпусов следует проводить путем сопоставления размеров и объема корпуса с размером и объемом расчетной суперкаверны.

Учитывая то, что при больших числах Фруда форма суперкаверны близка к форме эллипсоида вращения, можно для контура суперкаверны записать выражение

$$r^2 = \frac{\left(\frac{L_c}{2}\right)^2 - x^2}{\lambda^2}.$$

Тогда объем суперкаверны будет равен

$$V_c = \frac{2}{3} \pi R_c^2 L_c = 0.67 \pi L_c^3 \lambda^2, \quad (18)$$

где $\pi R_c^2 L_c$ – объем цилиндра, описанного вокруг эллиптической суперкаверны; $V_c / \pi R_c^2 L_c = \frac{2}{3} = K_n$ – коэффициент полноты суперкаверны по отношению к объему описанного цилиндра.

Для выполнения обязательной процедуры вписывания контура корпуса суперкавитирующего объекта в контур суперкаверны использование формул (17), (18) оказывается достаточным для оценки и оптимизации габаритов и объема корпуса суперкавитирующего объекта.

Например, для корпуса цилиндрической формы, вписанного в суперкаверну, с помощью формул (17), (18) можно рассчитать оптимальные диаметр и длину, максимальные объем и коэффициент полноты по отношению к объему суперкаверны:

$$D = D_c \sqrt{\frac{2}{3}}; \quad L = L_c \sqrt{\frac{1}{3}}; \quad V = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{3}} \pi R_c^2 L_c,$$

(19)

$$K_n = \frac{V}{V_c} = \sqrt{\frac{1}{3}} = 0.58.$$

Для облегчения проектирования суперкавитирующих объектов и определения оптимального контура их корпусов с учетом необходимых зазоров между свободной границей суперкаверны и корпусом создана компьютерная программа “SCAV”, которая позволяет оценить дальность и скорость при подводном движении объекта по инерции [1, 2].

2.1. Эффективность использования суперкавитацции

Для оценки эффективности транспортировки полезного груза вычисление только сопротивления корпуса, отнесенного к характерной поверхности, в общем случае оказывается недостаточным.

Более важно знать энергетическую стоимость транспортировки единицы водоизмещения или полезного груза.

Поэтому в судостроении используют объемный коэффициент сопротивления C_V , отнесенный к объему транспортного средства,

$$C_V = \frac{2X}{\rho U_\infty^2 V^{2/3}}, \quad (20)$$

и удельный коэффициент энергозатрат [8]

$$K = \frac{N}{Q} \left[\frac{\text{кВт}}{\text{Т}} \right],$$

где X – сопротивление; ρ – плотность воды; U_∞ – скорость; V – объем; Q – водоизмещение.

На примере двух схем суперкавитационного обтекания – “конус–каверна” и “конус–каверна–конус” – проведены расчеты объемного коэффициента сопротивления для чисел кавитации $0.01 < \sigma < 0.1$ и диапазона углов полураствора конусов $1.5^\circ < \beta < 90^\circ$. Расчеты показали, что для тонких конусов ($\beta < 15^\circ$) уже при $\beta \leq 4.5^\circ$ сопротивление сил трения превосходит сопротивление давления. А наименьшие коэффициенты объемного сопротивления достигаются при уменьшении σ и использовании конусов с большими углами β , близкими по форме к диску ($\beta = 90^\circ$).

Рассмотрены две возможные схемы использования суперкаверны [7].

Схема 1: “конус–каверна” (рис. 5, а).

Схема 2: “конус–каверна–конус” совпадает с теоретической расчетной схемой Рябушинского (рис. 5, б).

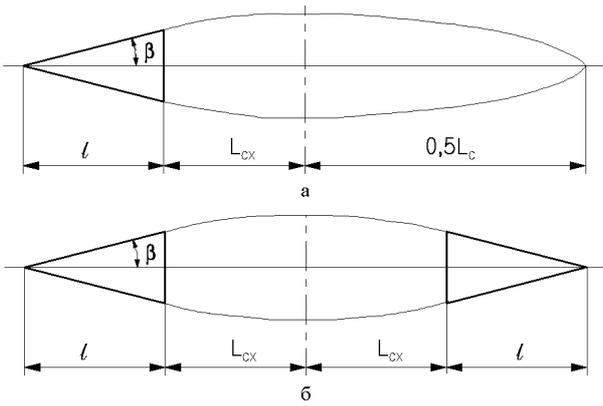


Рис. 5. Схемы суперкавитационного обтекания:
 а – Схема 1 – “конус – каверна”;
 б – Схема 2 – “конус – каверна – конус” –

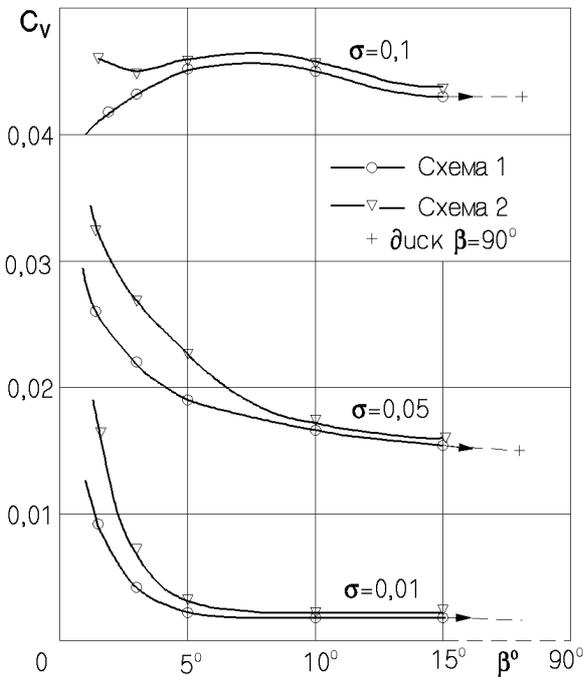


Рис. 6. Коэффициент объемного сопротивления схем 1 и 2 согласно рис. 5

В обеих схемах условно можно выделить характерные участки каверн: участок каверны от дна конуса до миделя каверны L_{cx} и полукаверну $0.5L_c$.

Результаты расчета объемного коэффициента сопротивления для обеих схем представлены графически на рис. 6.

Можно выделить область применения суперкавитации, где $C_{VT}/C_{VC} \gg 1$, $Re \approx 10^8$:

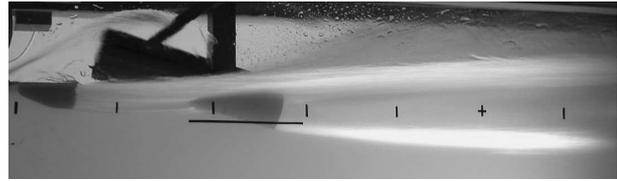


Рис. 7. Фото бокового вида глссирующего цилиндра $D = 51.5$ мм во впадине суперкаверны

$$\frac{C_{VT}}{C_{VC}} = \frac{0.0068}{\sigma} \sqrt{\ln \frac{1}{\sigma}} = 0.0068 \frac{\lambda}{\sigma},$$

где

$$C_{VT} = \frac{1.14C_x(Re)0.75\pi L_c D_c}{V^{2/3}} = 0.0083 \sqrt[3]{\lambda}$$

– коэффициент сопротивления эллипсоида вращения, эквивалентного суперкаверне;

$$C_{VC} = 1.21 \sqrt[3]{\frac{\sigma^4}{\ln \frac{1}{\sigma}}}$$

– объемный коэффициент сопротивления диска с суперкаверной [7].

2.2. Силы при глссировании цилиндра

Исследование глссирования цилиндра по поверхности суперкаверны вызвано необходимостью прогнозирования устойчивых режимов движения и расчета маневрирования тел вращения на суперкавитационном режиме обтекания.

Глссирование цилиндров и конусов по плоской поверхности исследовалось теоретическими и экспериментальными методами Г. В. Логвиновичем, Э. В. Парышевым, А. Д. Васиным, Т. Кисенюком [8-12].

Было установлено, что определяющими параметрами при оценке коэффициентов гидродинамических сил, действующих на глссирующий цилиндр, являются: угол атаки – α , погружение задней кромки – H , величина поверхности замыва цилиндра – S и подъем уровня свободной поверхности – подпор [13].

Глссирование цилиндра во впадине суперкаверны имеет свою специфику – область контакта зависит от отношения диаметров цилиндра и впадины суперкаверны, условий подпора и действия брызговых струй, что невозможно учесть в теоретической модели и трудно измерить в реальной суперкаверне.

Для этого на открытой поверхности рабочего участка гидродинамической импульсной трубы образовывалась впадина с сечением полукруга (рис. 7), что соответствовало нижней части полукаверны, отсеченной горизонтальной плоскостью по оси кавитатора. В средней части впадины, где радиальная скорость равна нулю, проводились измерения подъемной силы для серии глассирующих цилиндров при различных погружениях и углах атаки.

Результаты проведенных экспериментов для серии моделей цилиндров диаметром $D = 20 \div 51.5$ мм показали четкое возрастание коэффициента подъемной силы с увеличением масштаба моделей и соответствующим изменением величины числа Фруда $Fr = 13 \div 22$.

Для использования результатов экспериментов в практических целях можно рекомендовать аппроксимационное соотношение для глассирования по плоской поверхности:

$$\bar{F} = 0.8 \alpha \cdot \bar{H} + 1.2 \cdot 10^5 \frac{(\alpha \bar{H})^2}{Fr^4}, \quad (21)$$

где $\alpha = 1 \div 8^\circ$ в радианах; $\bar{H} \leq 0.5$; $Fr_D > 10$.

По результатам экспериментов для глассирования цилиндра по поверхности суперкаверны предлагается аппроксимационная формула для расчета коэффициента подъемной силы:

$$\bar{F} = 0.8 \alpha \bar{H} + 10 \bar{H} \alpha^2 \bar{D}^2, \quad (22)$$

где $\alpha = 1 \div 10^\circ$ в радианах; $\bar{H} = \frac{2H}{D} < 0.5$; $\bar{D} = D/D_B = 0 \div 0.9$.

Сравнение полученных результатов при глассировании цилиндров по плоской поверхности с результатами других авторов [8, 10] показало хорошее совпадение для соответствующих величин α , H , Fr .

3. ЭНЕРГЕТИКА СУПЕРКАВИТАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ

При суперкавитационном движении с постоянной скоростью ($V = \text{const}$) сопротивление корпуса X должно уравниваться тягой T двигателя суперкавитирующего объекта:

$$X = C_x \frac{\rho U^2}{2} \pi R_n^2 = \sigma \cdot \frac{\rho U^2}{2} \pi R_c^2 = T, \quad (23)$$

где $C_x = 0.82(1 + \sigma)$ – коэффициент сопротивления диска при суперкавитационном обтекании;

$S = \pi R_n^2$ – площадь поверхности диска (кавитатора).

Тягу реактивного двигателя можно оценить по формуле

$$T = \dot{m}_p Q_p, \quad (24)$$

где $\dot{m} = dm/dt$ – массовый расход топлива; $Q_p \left[\frac{N \cdot c}{кг} \right]$ – удельный импульс топлива.

Введем объем топлива V_p как часть объема каверны, имеющей форму эллипсоида:

$$V_p = K_p V_c = K_p \frac{2}{3} \pi R_c^2 L_c, \quad (25)$$

где K_p – коэффициент полноты использования объема каверны под топливо; R_c , L_c – радиус и длина каверны соответственно.

Тогда масса топлива на борту объекта будет

$$M_p = \rho_p K_p \frac{2}{3} \dot{V} R_c^2 L_c. \quad (26)$$

С учетом выражений (23) и (26) определим время работы двигателя:

$$t = \frac{M_p}{\dot{m}_p} = \frac{Q_p M_p}{T} = \frac{4}{3} K_p \frac{Q_p \rho_p L_c}{U^2 \rho \sigma}. \quad (27)$$

Формулу для дальности хода S определим как произведение времени t на скорость U из соотношения (27):

$$S = Ut = \frac{4}{3} K_p \frac{Q_p \rho_p L_c}{U^2 \rho \sigma}. \quad (28)$$

При оптимальном проектировании объекта длина корпуса L будет равна длине каверны, т.е.

$$L_c \approx L.$$

В этом случае $\bar{S} = \frac{S}{L}$ выражает дальность в длинах корпуса объекта, тогда формулу (28) можно предоставить в безразмерном виде:

$$\bar{S} = \frac{S}{L_c} = \frac{4}{3} \frac{K_p \rho_p Q_p}{\sigma \rho U}. \quad (29)$$

Интересно отметить, что в формулу для определения дальности хода суперкавитирующего объекта входят три параметра, характеризующие топливо, K_p , ρ_p , Q_p , и три параметра, характеризующие гидродинамику суперкавитационного движения, σ , ρ , U . Причем от топливных параметров дальность имеет прямо пропорциональную зависимость, а от гидродинамических – обратно пропорциональную.

Если принять $\frac{Q_p}{U} = 30$; $\frac{\rho_p}{\rho} = 1.7$; $K_p = 0.6$;
 $\sigma = 0.02$, то дальность хода будет $\bar{S} = 2040$.

Потребная удельная мощность для суперкавитирующих объектов определяется как отношение полезной мощности к объему корпуса, вписанному в суперкаверну (20)

$$N_v = \frac{XU}{K_n V_c} = \frac{4}{3} \rho \frac{U^3}{K_n L_c} \sigma \left[\frac{\text{кВт}}{\text{м}^3} \right], \quad (30)$$

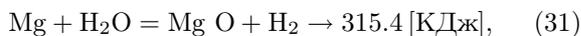
где V_c – объем суперкаверны, K_n – коэффициент полноты объема корпуса.

Для $\sigma = 0.02$; $K_n = 0.75$; $L_c = 10$ [м]; $U = 100$ [м/с] удельная мощность составит $N_v = 1000$ [кВт/м³]. Для скорости $U = 200$ [м/с] она достигает значения 8000 [кВт/м³].

Эта величина на 2 – 3 порядка превышает аналогичные величины для дизельных, электрических, атомных энергетических установок. Поэтому для суперкавитирующих объектов с повышенной скоростью движения следует считать перспективными газотурбинные и реактивные установки на металлическом топливе, использующие забортную воду в качестве окислителя и охлаждения продуктов сгорания [14].

3.1. Оценка применения гидрореагирующего топлива

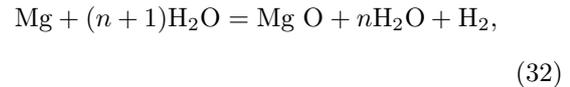
В качестве металлического горючего можно рассматривать ряд металлов, реагирующих с водой: бериллий, бор, цирконий, литий, натрий, магний, алюминий. Среди них магний и алюминий сравнительно недороги, безопасны и удобны в хранении и обращении [15, 16]. Эти металлы имеют близкий тип реакции с водой, они окисляются, образуя гидроксиды и оксиды, вытесняют водород и выделяют тепловую энергию. Например, магний соединяется с водой, образуя оксид магния и водород [17, 19]:



при этом выделяется 315 [кДж/моль] тепловой энергии и развивается высокая температура продуктов сгорания – свыше 3400°K .

Необходимость подачи воды в двигатель для обеспечения реакции и охлаждения при использовании суперкавитационной схемы обтекания требует применения гибридной системы гидроактивного двигателя с прямоточной или насосной схемой подачи забортной воды.

Уравнение термодинамической реакции с избыточной водой будет иметь вид



$\text{O} + (n + 1)(-285.84) = (-601.24) + n(-241.84) + \text{O}$,
 где $n = 0, 1, 2 \dots$ количество молей – избыточной воды, энтальпия при образовании сложного вещества при температуре 298°K дана в кДж/моль.

Уравнение баланса энергии реакции будет

$$\Delta H_{298} = (315.4 - n \cdot 44) \left[\frac{\text{кДж}}{\text{моль}} \right], \quad (33)$$

где $0 < n < 7.17$ показывает, что при количестве избыточной воды $n = 7.17$ выделение энергии прекратится.

В то же время, слишком малое количество воды приведет к перегреву двигателя, рабочая смесь которого будет состоять из водного пара, водорода и частиц оксида магния.

Для сгорания 1кг магния в парогазовом режиме требуется обеспечить подвод энергии, достаточной для нагрева магния до температуры плавления, его расплавления и испарения ($298^\circ\text{K} - 1376^\circ\text{K}$) [17-19]:

$$\begin{aligned} E_\Sigma &= E_1 + E_2 + E_3 = 1.1 + 0.3 + 5.6 = \\ &= 7 \left[\frac{\text{МДж}}{\text{кг}} \right]. \end{aligned} \quad (34)$$

Уравнение баланса энергии (33) показывает, что такую величину энергии возможно обеспечить при количестве избыточной воды $n \leq 4$.

Такой двигатель по существу является генератором перегретого водяного пара, поскольку пар преимущественно составляет рабочую смесь, которая может быть направлена на лопатки турбины или в реактивное сопло для создания тяги.

Согласно закону количества движения и теореме импульса тяга ракетного двигателя, при полном расширении газа в сопле, находится по формуле

$$P = \dot{m} U_i / g = \dot{m} Q_p \text{ [N]}, \quad (35)$$

где U_i – теоретическая (идеальная) скорость истечения газов из сопла.

Удельный импульс Q_p будет определяться тем же выражением, что и идеальная скорость:

$$Q_p \left[\frac{\text{N} \cdot \text{с}}{\text{кг}} \right] = U_i \left[\frac{\text{M}}{\text{с}} \right]. \quad (36)$$

В термодинамике скорость истечения газов вычисляется по формуле [15]

$$U_i = \sqrt{2g \frac{K}{K-1} R T_K \cdot \left[1 - \left(\frac{P_C}{P_K} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right]} = \sqrt{2\Delta H \eta_T}, \quad (37)$$

где $R = 0.848 [\text{кГс} \cdot \text{м}/\text{моль} \cdot \text{К}]$ – газовая постоянная продуктов сгорания; T_K – температура газов, заторможенных в камере сгорания; P_K – давление в камере сгорания; P_C – давление в окружающей среде (каверне); K – показатель адиабаты расширения газов в сопле; $\Delta H = \frac{K}{K-1} R T_K$ – тепловой эффект реакции горения топлива; $\eta_T = \left[1 - \left(\frac{P_C}{P_K} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right]$ – термический коэффициент полезного действия идеального цикла.

В нашем случае, когда вода забирается за бортом, а полезный объем используется только для магния, следует ввести коэффициент, обозначающий долю магния в массе исходных веществ реакции:

$$K_{\text{Mg}} = \frac{m(\text{Mg})}{m(\text{Mg}) + (n+1)m(\text{H}_2\text{O})} = \frac{24.3}{24.3 + (n+1)18} = \frac{0.575}{1 + 0.43n}. \quad (38)$$

Коэффициент адиабаты для смеси газов, истекающих из сопла (в нашем случае H_2 ; H_2O и твердые частицы MgO), будет определяться как осредненное по массе значение:

$$K = \bar{K} = 1.14 \frac{1 + 0.51 \cdot n}{1 + 0.435 \cdot n}, \quad (39)$$

где n – количество молей избыточной воды.

С учетом соотношений (37) – (39) получаем выражение для удельного импульса:

$$Q_p = \sqrt{2\Delta H \eta} K_{\text{mg}}^{-1} \left[\frac{N \cdot \text{с}}{\text{кг}} \right], \quad (40)$$

как функции избыточной воды – n и расширения газов в сопле – P_K/P_C .

$Q_p(n, P_K/P_C)$ имеет максимум при $n = 3$ и для $P_K/P_C = 20$ достигает 5600 Ньютонов с килограмма топлива в секунду, что в несколько раз превосходит удельный импульс современных твердых топлив [18].

2. Нестерук І. Г., Савченко Ю.М., Семененко В.М. Оптимізація дальності для суперкавітаційного руху за інерцією // Доповіді НАН України.– 2006.– N 8.– С. 57-66.
3. Савченко Ю.Н., Семенов Ю.А. Гидродинамическое сопротивление поверхности со смешанными граничными условиями // Прикладна гідромеханіка.– 2005.– 7, N 2.– С. 54-62.
4. Гуревич М.И. Теория струй идеальной жидкости.– М.: Наука, 1979.– 536 с.
5. Савченко Ю.Н., Савченко Г.Ю. Пристеночная суперкавитация на вертикальной стенке // Прикладна гідромеханіка.– 2006.– 8, N 4.– С. 53-59.
6. Савченко Ю.Н., Власенко Ю.Д., Семененко В.Н. Экспериментальные исследования высокоскоростных кавитационных течений // Гидромеханика.– 1998.– Вып. 72.– С. 103-111.
7. Савченко Ю. Н., Савченко Г. Ю. Оценка эффективности использования суперкавитации на осесимметричных корпусах // Прикладна гідромеханіка.– 2004.– 6, N 4.– С. 78-83.
8. Парышев Э.В., Рыков В.Н. Экспериментальное исследование глассирования цилиндра по поверхности воды // Труды ЦАГИ.– 1984.– 2242.– С. 21-25.
9. Васин А. Д., Парышев Э.В. Погружение цилиндра в жидкость через цилиндрическую свободную поверхность // МЖГ.– 2001.– N 2.– С. 3-12.
10. Васин А.Д. Нестационарное глассирование тел вращения по поверхности жидкости // Труды ЦАГИ.– 1993.– 2496.– С. 28-35.
11. Логвинович Г.В. Некоторые вопросы глассирования // Труды ЦАГИ.– 1980.– 2052.– С. 3-12.
12. Kiceniuk T., Creengard R. Measurements of lift coefficients for a family of cones planing on water // Hydrodynamics lab Caltech, Pasadena CA, USA.– Report N E-12.3.– 1952.– P. 15-23.
13. Савченко Ю.Н., Савченко Г.Ю. Глассирование цилиндра по поверхности суперкаверны // Прикладна гідромеханіка.– 2006.– 8, N 4.– С. 53-59.
14. Savchenko Yu.N. Supercavitating object propulsion // RTO AVT/VKI Special congress on Supercavitating Flows.– Brussels.– 2001.– P. 6.1-6.25.
15. Leonard Greiner Underwater Missile Propulsion.– Compas Publ. Inc., VA: USA, 1967.– 280 p.
16. Ивченко В.И., Григорьев В.А., Приходько Н.А. Оптимальные гидрореактивные системы.– Красноярск: Красноярский Университет, 1985.– 218 с.
17. Горонский И.Т., Назаренко Ю.П., Некряч Е.Ф. Краткий справочник по химии.– Киев: Наукова думка, 1974.– 991 с.
18. Alexander D. Lewis Gas Power Dynamics.– D. Yan Nostrand Company Inc., Princeton: New Jersey, 1962.– 535 p.
19. Yair Chozev, Allen E. Fuhs, Jacob Col Experimental investigation of magnesium combustion in Steam AA 86.– Huntsville AL: 1497, 1986.– 14 p.

1. Savchenko Yu.N., Semenenko V.N., Putilin S.I. and others. Designing the high-speed supercavitating vehicles. Int. Conf. on Fast Sea Transportation "FAST'2005", June 2005.– St. Petersburg, Russia.