

В процесі експериментального дослідження електролітно-плазмових процесів в прозорій ємності стенду електролітно-плазмового полірування з спеціальними насадками з різними за геометрією та розмірами соплами, які забезпечують формування потоку електроліту у зону контакту, формуючи при цьому задану площу контакту для виникаючого розряду.

Склад електроліту при комбінованій обробці змінює коефіцієнт поверхневого натягу рідини, що призводить до утворення дуже дрібних газових пухирців і посилює взаємодію електроліту з оброблюваною поверхнею, таким чином сприяючи підвищенню якості процесу полірування елементів дзеркал лазерної оптики.

Стенд побудовано на базі джерела електричної напруги з можливістю зміни параметрів розряду та вимірювального обладнання для фіксації тиску на стенді та витрати електроліту. Візуалізація електричного розряду відбувається за допомогою високошвидкісної фотокамери.

За результатами експериментальних досліджень електричних характеристик розряду у водному електроліті при підвищеному гідростатичному тиску і заданій напрузі, що забезпечує підтримання розряду при формуванні його високовольтного пробою. Запропоновано опис стадій формування плазмового каналу в рідкому електроліті. Подальший розвиток методики розрахунку характеристик електричного розряду в рідині на основі описаної моделі може визначити шляхи підвищення ефективності роботи електророзрядних пристроїв.

#### Список використаних джерел

1. Синькевич Ю. В. [и др.]. *Электроимпульсное полирование на основе железа, хрома и никеля* / – Минск: БНТУ, 2014. – 325 с. – ISBN 978-985-550-516-2.
2. Бирич, В.В. *Повышение интенсивности процесса электро-импульсного полирования ультразвуковыми колебаниями* / В.В. Бирич, Ю.В. Синькевич, А.В. Бирич // Перспективные направления развития технологии машиностроения и металлообработки: тез. докл. Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 10–11 апреля 2013 г. / БНТУ; редкол.: В.К. Шелег (отв. ред.) [и др.]. – Минск, 2013. – С. 15–16.
3. Хорошуня М. В., Блощинин М.С., Головкин Л.Ф. *Струминні течії електроліту при електролітно-плазмовому поліруванні силової оптики лазерних систем* // XXIII міжнародна науково-технічна конференція “Гідроаеромеханіка в інженерній практиці”, Київ, 2017.

УДК 532-528

Серебряков В. В. к.ф.-м.н, ст.н.с.

Інститут Гідромеханіки НАНУ, м. Київ, Україна

## ЛИНЕЙНЫЕ МОДЕЛИ ДИНАМИКИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ГЛИССИРУЮЩИХ ТЕЛ С РАЗВИТОЙ КАВИТАЦИЕЙ

### Аннотация

*В настоящей проблеме расчета динамики суперкавитирующих тел являются исключительно актуальным. Количество публикаций по разработке методов расчета движения тел с развитой кавитацией в США, Китае, России, Южной Корее, Иране и других странах давно перевалило за сотню и неуклонно растет: [1-3] включая большое количество публикаций других авторов из различных стран.*

*В данной работе предпринимается попытка анализа возможностей максимального упрощения модели с целью разработки достаточно простых методов расчета движения суперкавитирующего тела для целей предварительной оценки происходящих физических процессов и параметров обтекания.*

*Ключевые слова: гидродинамика, глиссирование, свободные границы, кавитация, каверна*

Динамика глиссирующего тела в каверне определяется на основе возможности расчета четыре основных процессов:

Расчет кавитационного обтекания, включая форму каверны с учетом воздействия поля сил тяжести, сил на кавитаторе и других частях тела, включая расчет этих сил.

Расчет процессов глассирования по границе каверны достаточно сложной формы близкой к осесимметричной

Расчет процессов уноса газа для поддержания необходимого давления к каверне с учетом ряда осложняющих факторов.

Расчеты нестационарного кавитационного течения

Здесь применяется система приближенных уравнений и зависимостей для расчета формы каверны в следующем виде [4-6] :

$$\begin{aligned} \text{a) } \mu \frac{\partial^2 R^2}{\partial t^2} + \frac{2(P_\infty - P_c)}{\rho} = 0, \quad \text{b) } \left. \frac{\partial R^2}{\partial t} \right|_{t=t_n(x)} &= R_n U(s) \sqrt{\frac{2c_d}{k\mu}}, \quad \text{c) } R^2 \Big|_{t=t_n(x)} = R_n^2, \\ \text{d) } \mu &\approx \ln \sqrt{\frac{(\lambda^2 + 7)}{e}}, \quad \text{e) } k \approx 1 - \frac{2 \ln(2/\sqrt{e})}{\ln(0.8\lambda^2 + 35)}, \end{aligned} \quad (1)$$

$R=R(x,t)$ - форма каверны в зависимости от продольной координаты  $x$  и времени  $t$  ;  $R_n$  ,  $c_d$ - радиус, коэффициент сопротивления кавитатора,  $U(x)$  - скорость движения,  $P_\infty - P_c$  разность между гидростатическим давлением и давлением газа в каверне ,  $\rho$  - массовая плотность жидкости,  $t = t_n(x)$  - зависимость, обратная закону движения кавитатора  $X_n = X_n(t)$  ,  $\lambda$  - удлинение комплекса кавитатора совместно с каверной. Решение задачи (1а-1с) при постоянном числе кавитации  $\sigma = (P_\infty - P_c)\rho U^2 / 2$  для формы каверны и ее основных размеров: наибольшего радиуса  $R_k$  , длины  $L_m$  до и после миделя  $L_k$  определяется в виде (2):

$$\text{a) } R^2 = 1 + \sqrt{\frac{2(c_d - k\sigma)}{k\mu}} x - \frac{\sigma}{2\mu} x^2, \quad (2)$$

$$\text{b) } R_k = \sqrt{\frac{c_d}{k\sigma}}, \quad \text{c) } L_m = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{2\mu(c_d - k\sigma)}{k}}, \quad \text{d) } L_k = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{2\mu c_d}{k}}, \quad \text{e) } \lambda_k = L_k / R_k = \sqrt{\frac{2\mu}{\sigma}} \quad (3)$$

Сопротивление кавитатора и искривление оси каверны под действием весомости жидкости и угла атаки кавитатора определяется известными зависимостями [6]

Расчет глассирования тела по поверхности каверны

Для расчета подъемной силы глассирования применяются известные зависимости Э. Парышева [7], для ударных присоединенных масс  $m_y^*$ ,  $m_R^*$  :

$$\text{a) } m_y^* = \rho \pi R_b^2 h \frac{2\Delta + h}{(\Delta + h)^2}, \quad \text{b) } m_R^* = \rho \pi R_b^2 \frac{2h}{\Delta + h} \quad (4)$$

$\Delta$  - разность радиусов поперечных сечений каверны и тела,  $h$  - величина погружения сечения тела в сечение каверны,  $R_b$  - радиус тела.

Первая из этих зависимостей (4а) соответствует погружению поперечного сечения тела в сечение каверны расширяющегося в неподвижной жидкости. Вторая составляющая (4б) соответствует радиальному расширению поперечного сечения тела при погружении в сечение каверны. Однако здесь были замечены некоторые несоответствия расчетных и экспериментальных данных [8], требующие дальнейшей корректировки. Ряд существенных результатов теоретических и экспериментальных исследований получен в работах [3, 9-11]

Проблема расчета интенсивности уноса газа и давления в каверне.

В качестве основы для расчета интенсивности уноса газа здесь возможно применение эвристической зависимости (3а) при естественном свободном хаотическом течении в хвосте каверны в виде связи числа кавитации  $\sigma$  с интенсивностью объемного поддува  $Q_v$  [12-13].

$$a) Q_v = c_q(\sigma, Re)d^2U, \quad b) Q_v = c_{qs}(\sigma, Re)\frac{c_d}{\sigma}\sqrt{\frac{\ln 1/\sigma}{\sigma}}d^2U \quad 5)$$

Многочисленные данные по уносу газа на основе лабораторных экспериментов [13] не обнаружили существенной зависимости величин  $Q_v$  от числа Рейнольдса. Однако, существенность зависимости величин  $Q$  от  $Re$  при реально возможных числах  $Re$ , была обнаружена в работе Spruk [14], связавшим существенное увеличение интенсивности уноса газа с значительным увеличением турбулентного пограничного слоя, в сравнении с преимущественно ламинарным пограничным слоем в лабораторных экспериментах. Сравнение с экспериментальными данными показывает довольно слабую зависимость величин  $c_{qs}$  от  $Re$ . Однако данные в работе значения  $c_{qs} \sim 0.013$  соответствуют определенному диапазону чисел Рейнольдса и должны рассчитываться к типичному диапазону  $Re$  в каждом конкретном случае применения. Получение достаточно реальных результатов по уносу газа в настоящем возможно только путем натурных экспериментов.

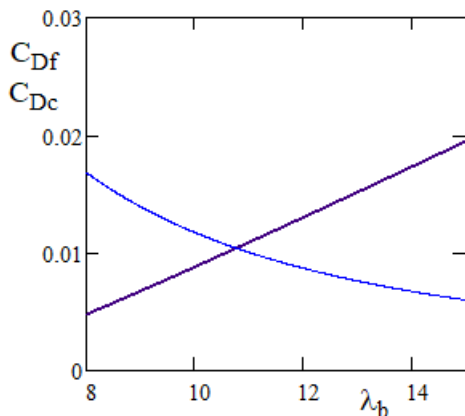
Расчет сопротивления тела с учетом вязкой компоненты сопротивления

Элементарная зависимость для оценки величин коэффициента сопротивления тела в каверне  $C_D$  на основе известной зависимости Шлихтинга [16] для пограничного слоя при больших числах Рейнольдса и зависимости для координаты замыва [7] определяется в виде:

$$a) D = C_D \pi R_b^2 \frac{\rho U^2}{2} \quad b) C_D = C_{Df} + C_{Dc} \quad 6)$$

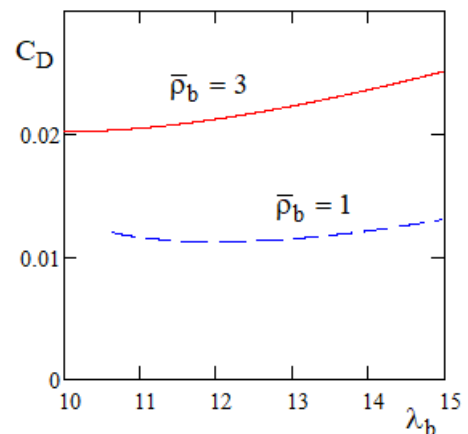
$$d) C_D = \left\{ \frac{0.455 \frac{4\lambda_b}{\pi}}{\left\{ \log \left[ \frac{U}{v} \left( L_b - R_b \frac{\bar{\Delta}}{\alpha} \right) \right] \right\}^{2.58}} \int_{\bar{x}_o}^{\bar{L}_b} \left[ \frac{\sqrt{\bar{x}(2-\bar{x})}}{\sqrt{\bar{L}_b(2-\bar{L}_b)}} \right] \text{acos} \left[ \frac{2 - \left( \frac{2\lambda_b}{\bar{L}_b \bar{\Delta}} \right) \alpha \bar{x}}{\left( \frac{2\lambda_b}{\bar{L}_b \bar{\Delta}} \right) \alpha \bar{x}} \right] d\bar{x} + \frac{2\mu}{\lambda_b^2} \left[ \frac{(1+\Delta)^4}{(2-\bar{L}_b)^2} \right] \right\}$$

Здесь форма тела предполагается близкой к эллипсоидальной при, близком к постоянной по длине тела величине зазора  $\bar{\Delta} = \Delta / R_b$ , и представлена в безразмерном по длине каверны  $L_k$  виде,  $x = x / L_k$ ,  $\lambda_b$  - удлинение тела,  $R_b$ ,  $L_b$  - радиус тела на его заднем срезе и его длина,  $\bar{L}_b = L_b / L_k$ ,  $\alpha$  - угол атаки тела,  $v$  - кинематический коэффициент вязкости. Результаты расчета коэффициента сопротивления тела иллюстрируют фигуры 1, 2:



Фиг. 1 Оценка величин коэффициентов сопротивления вязкой и кавитационной компонент по площади торца тела  $\bar{\rho}_b = 3$   
 $\bar{\Delta} = 0.1$ ,  $Re \sim 7 \times 10^8$ ,  $\bar{L}_b = 0.8$

———— Вязкая составляющая  
 - - - - - Кавитационная составляющая



Фиг.2 Изменение величин коэффициента сопротивления в зависимости от величин удельных весов тел,  $\bar{\Delta} = 0.1$ ,  $Re \sim 7 \times 10^8$ ,  $\bar{L}_b = 0.8$ ,  $\bar{\rho}_b = \rho_b / \rho$

----- Легкое тело  $\bar{\rho}_b = 1$ ,  $\alpha = 0.0047$   
 ————— Тяжелое тело  $\bar{\rho}_b = 3$ ,  $\alpha = 0.0083$

Элементарные уравнения динамики при движении тела с развитой кавитацией

При очень больших скоростях траектории движения имеют очень малую кривизну. С учетом очень больших продольных моментов инерции максимально удлинённых тел при малых угловых скоростях их воздействием на формирование подъёмных сил можно пренебречь.

Это позволяет свести задачу расчета траектории плоского движения к решению системы двух дифференциальных с запаздывающим аргументом для угла атаки тела при возможности сведения этой системы к одному уравнению третьего порядка с запаздывающим аргументом:

$$\begin{aligned} MU \frac{d\theta}{dt} + x_{\bullet} M \frac{d^2\alpha(t-t_{\bullet})}{dt^2} - \rho\pi R_b^2 \left[ 1 - \left( \frac{\Delta_b}{L_b\alpha} \right)^2 \right] U^2\alpha - m_c U^2 [\alpha + \Delta\alpha(t)] = 0 \\ I \left[ \frac{d^2(\theta + \alpha)}{dt^2} + x_{\bullet} \frac{d^3\alpha(t-t_{\bullet})}{dt^3} \right] + (x_{\bullet} - x_{*})\rho\pi R_b^2 \left[ 1 - \left( \frac{\Delta_b}{L_b\alpha} \right)^2 \right] U^2\alpha - \frac{x_{\bullet}}{U} \frac{d^2\alpha(t-t_{\bullet})}{dt^2} - (x_{\bullet} - x_c)m_c [\alpha + \Delta\alpha(t)] = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь:  $\theta$  - угол поворота касательной к траектории,  $t$ ,  $t_{\bullet}$  - время, время запаздывания,  $x_{\bullet}$ ,  $x_{*}$  - расстояние центра тяжести тела и центра давления от сечения кавитатора при глиссировании,  $\Delta_b$  - зазор в торце тела,  $x_c$  - расстояние до управляющего устройства с возможностью управления углом  $\alpha + \Delta\alpha(t)$ ,  $m_c$  - размерный коэффициент для величины силы.

Система уравнений (7) в общем случае каверны с искусственным поддувом дополняется уравнением для определения давления на основе политропной зависимости [15] и начальными данными для  $\alpha = [\alpha]_{t=t_0}$ ,  $\alpha' = \alpha'_{t=t_0}$ ,  $\alpha'' = \alpha''_{t=t_0}$ . Предварительные расчеты по упрощенным вариантам этой системы уравнений даже при движении, близком к прямолинейному, обнаруживают достаточно сильную неустойчивость движения.

#### Список литературы

1. Vanek B., Gary J. Balas, Roger E.A. Arndt // Linear, parameter-varying control of a supercavitating vehicle, Control Engineering Practice 18 (2010) 1003–1012
2. Wang Zou, Hua Liu Modeling and Simulations of the Supercavitating Vehicle With Its Tail-Slaps // Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, APRIL 2015, Vol. 137 / 041302-9
3. Dzielski J. "Longitudinal stability of a supercavitating vehicle," Journal of Ocean Engineering, Vol. 36, No. 4, 2011, pp.562–570
4. Серебряков В. В. 1976 Об одном варианте уравнений "принципа независимости расширения каверны" // Гидромеханика. -1976. -Вып. 34. - С. 45-48.
5. Serebryakov V. V. "Physical - mathematical bases of the principle of independence of cavity expansion," Proceedings of Seventh International Symposium on Cavitation: CAV2009, Paper No.169, Michigan University, Ann Arbor, Michigan, USA, 2009.
6. Логвинович Г. В. 1969 Гидродинамика течений со свободными границами. -Киев: Наук. думка, 1969. - 215 с.
7. Paryshev E. V. "The plane problem of immersion of an expanding cylinder trough a cylindrical free surface of variable radius," Proceedings. of Intern. Summer Scientific School "High-Speed Hydrodynamics"- HSH2002, Cheboksary, 2002, pp. 277-285.
8. Paryshev E. V. "On unsteady planing of a body over liquid curvilinear surface" Proceedings. of Intern. Scientific School "High-Speed Hydrodynamics"- HSH2004, Cheboksary, 2004, pp.175-178.
9. Waid R. L. "Forces on composite bodies in full cavity flow," Report No. E-73.8, 1957, Hydrodynamics Laboratory, California Institute of Technology.
10. Логвинович Г. В. 1980 Некоторые вопросы глиссирования // Труды ЦАГИ Вып. 2052 Сборн. Статей Некоторые вопросы глиссирования и кавитации, ЦАГИ, Москва, 1980 с.3-12.
11. V. Moroz; V. Kochin; V. Serebryakov; J. Dzielski Experimental study of planing motion of a cylinder along the nearly axisymmetric supercavity surface, Proceedings of International symposium on Cavitation: CAV2018, Baltimore USA, 2018
12. Epshtein L.A. Characteristics of ventilated cavities and some scale effects. // Proc. of IUTAM Symposium in Leningrad: "Unsteady Flows of water with high speeds" -1971, НАУКА-1973, pp.173-185.
13. Эпштейн Л. А. 1965, Блюмин В.И. 1965 Исследование развитых кавитационных течений во вращающемся канале// Труды ЦАГИ, вып 1965, стр. 3-31

14. Spurk J.H. A theory for the Gas Loss from Ventilated Cavities. // Proceedings of Int. Sci. School High Speed Hydrodynamics: HSH 2002, Chevocsary, pp.191-196.

15. Парышев Э. В. 1978 Система нелинейных дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом, описывающих динамику нестационарных осесимметричных каверн // Тр. ЦАГИ им. Н.Е.Жуковского. -1978. -Вып. 1907. -С. 3-16.

16. Schlichting G., 1969, *Theory of the boundary layer* [In Russian], Nauka, Moscow. 742p

**УДК 629.784: 532.53**

**Ковалев В.А.**, д.т.н., профессор  
КПИ им. Игоря Сикорского, г.Киев, Украина

## **СТРУКТУРА ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОГО ТОПЛИВА В РЕЗЕРВУАРАХ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА**

### *Аннотация*

*В предлагаемом материале представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований гидродинамического механизма развития вторичных циркуляционных течений в резервуарах сферической геометрии в приложении к задачам обеспечения устойчивости полета и эффективной управляемости космического объекта на околоземной орбите. Установлено, что вторичные течения, возникающие в меридиональных плоскостях резервуара, имеют форму циркуляций (одной или нескольких) и способны оказывать влияние на распределение компонент вектора скорости – окружной, радиальной и меридиональной.*

*Построенные по результатам измерений профили скорости дают достаточно полное трехмерное представление о гидродинамическом механизме развития циркуляций и их влиянии на такие силовые параметры как крутящий момент или давление на плоскости радиальных демпфирующих перегородок.*

*Ключевые слова: космический аппарат, сферический резервуар, измерения скорости, циркуляции, полиномиальная циркуляция.*

### **Введение**

Технологическое развитие ведущих стран мира предложило новые глобальные задачи по более широкому освоению космического пространства, не только околоземного, но и дальнего космоса. К перспективным конструкциям космических аппаратов (КА), реализующим поставленные задачи, предъявляются более высокие требования по надежности, управляемости, долговременности полета, а также экологической безопасности.

Одним из широко распространенных видов топлива для КА в настоящее время являются кислород, водород, а также керосин, гептил и другие, при работе двигательных установок (ДУ) КА одним из видов неустойчивости представляется неконтролируемое движение жидкого топлива в резервуарах. Силовые воздействия на конструкцию КА со стороны жидкости, движущейся в баках под влиянием сил инерции, способны существенно влиять на траекторию и характер его полета [1].

Компенсация подобных возмущающих воздействий выполняется специальной системой ориентации и стабилизации (СОС), при работе которой расходуется топливо, запасы которого в полете строго ограничены. Поэтому эффективное и надежное управление КА при рациональном использовании топлива позволит решить сразу несколько технически сложных задач: прогнозировать возможные виды неустойчивостей при полете КА, снизить расход топлива, повысить надежность полета и управляемость КА, а также повысить экологическую безопасность космических полетов.

### **Постановка задачи и анализ результатов исследований**

Для исследования гидродинамических процессов, происходящих в топливных резервуарах КА при различных стадиях полета, требуется создание специальных экспериментальных стендов и методик моделирования условий полета. Это позволяет в лабораторных условиях, с учетом известных и специальных критериев подобия, изучить