

<https://doi.org/10.15407/knit2021.02.003>
УДК 519.245:533.6.011.(55+8):532.582.3

Л. Л. ПЕЧЕРИЦЯ, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук
ORCID.org/0000-0001-5896-1531
E-mail: larisa.peche@gmail.com
Т. Г. СМІЛА, наук. співроб.
E-mail: smelaya.t.g@nas.gov.ua

Інститут технічної механіки Національної академії наук України
і Державного космічного агентства України
вул. Лешко-Попеля 15, Дніпро, Україна, 49005

ВПЛИВ ПРОПОРЦІЙ ОРБІТАЛЬНИХ ОБ'ЄКТІВ ПРОСТОЇ ФОРМИ НА ЇХНІ АЕРОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ

При розробці сучасних і перспективних зразків ракетно-космічної техніки зростає актуальність моделювання обтікання апаратів різної геометричної форми у перехідному режимі, що відповідає польоту в області верхніх шарів атмосфери і ближнього космосу. Розв'язання рівняння Больцмана, яке найбільш адекватно описує цей процес у рамках кінетичної теорії, все ще залишається складним завданням. Для розв'язання цього рівняння достатньо успішно застосовуються статистичні методи Монте-Карло. Прикладом такого методу може слугувати метод прямого статистичного моделювання, або менш поширений метод пробних частинок (МПЧ), що теж добре зарекомендував себе в розрідженій газовій динаміці.

Метою роботи є дослідження впливу геометричних пропорцій орбітальних об'єктів простої форми при некерованому спуску аж до щільних шарів атмосфери на їхні коефіцієнти лобового опору. Такими об'єктами можуть бути елементи космічного сміття або космічні апарати відповідних форм і пропорцій. Дослідження ґрунтувалися на результатах, отриманих за допомогою чисельного моделювання МПЧ на рівномірних прямокутних сітках.

Форма орбітальних об'єктів задавалася у вигляді кругового конуса, циліндра, прямокутного паралелепіпеда різних висот і сфери. Розрахунки провадилися в широкому діапазоні кутів атаки. Характерні розміри розглянутого класу тіл змінювалися у межах від 2 до 12 м. Згідно з даними стандартної атмосфери для таких характерних розмірів перехідний режим обтікання реалізується на висотах від 90 до 180 км. Встановлено, що розрахункові значення коефіцієнтів лобового опору у перехідному режимі задовільно узгоджуються з експериментальними даними і розрахунками по теорії локальної взаємодії, а на висоті 300 км відповідають контрольним вільномолекулярним значенням, отриманим за аналітичними формулами. Досліджено залежність коефіцієнтів лобового опору тіл розглянутих форм від кута атаки і висоти польоту. Показано вплив вибору характерної площі на діапазон значень результатів розрахунку.

Обчислення коефіцієнтів лобового опору розглянутого класу тіл при вході в щільні шари атмосфери за допомогою МПЧ проведено вперше. Задовільна відповідність отриманих результатів наявним експериментальним і розрахунковим даним підтверджує ефективність застосованого методу у перехідному режимі. Це дозволяє використовувати його у практичних розрахунках параметрів впливу зовнішнього середовища на космічні апарати в найбільш складних для дослідження інтервалах висот, що відповідають перехідному режиму обтікання.

Ключові слова: рівняння Больцмана, динаміка розрідженого газу, метод Монте-Карло, метод пробних частинок, вільномолекулярний і перехідний режими, чисельне моделювання, коефіцієнт лобового опору.

Цитування: Печериця Л. Л., Сміла Т. Г. Вплив пропорцій орбітальних об'єктів простої форми на їхні аеродинамічні характеристики. *Космічна наука і технологія*. 2021. **27**, № 2 (129). С. 3—14. <https://doi.org/10.15407/knit2021.02.003>

ВСТУП

Прогрес в області авіаційно-космічної техніки в даний час і доступному для огляду майбутньому пов'язаний зі створенням апаратів для польоту у верхніх шарах атмосфери, що межують з ближнім космосом. Істотне скорочення відстані до Землі дозволяє значно підвищити ефективність супутників спостереження її поверхні. Тому ультранизькі навколосезні орбіти (УННО), що охоплюють висоти менше 300 км, мають переваги перед традиційними низькими орбітами. При зменшенні висоти польоту сили аеродинамічного опору зростають, відповідно вимоги до точності їхнього моделювання підвищуються. Для тіл зі складною геометрією прийнятну точність результатів можна забезпечити чисельним моделюванням фізики молекулярного потоку, наприклад на основі методу прямого моделювання, запропонованого в роботі [19]. Комп'ютерну реалізацію цього методу описано в роботах [20, 26]. Використання чисельних моделей [20, 26] у поєднанні з сурогатною моделлю [25] дозволило на УННО дослідити вплив форми тіла на його аеродинамічний опір [27]. Оптимізація геометричної форми апарата може вирішити проблему продовження часу його життя.

Крім того, в даний час увагу конструкторів сконцентровано на розробці й модернізації багаторазових транспортних космічних апаратів, які можуть здійснювати посадку на аеродром [23, 24]. Вирішення цієї проблеми передбачає створення апаратів, яким притаманні багатофункціональність, висока аеродинамічна якість в гіперзвуковому діапазоні, можливість бічного маневру і обмеження граничних теплових навантажень при спуску з орбіти, а також забезпечення їхньої стійкості і керованості для всіх режимів польоту. При виборі геометричних форм і пропорцій подібних апаратів багаторазового використання пріоритетними є їхні аеродинамічні характеристики [10, 11, 18].

При розрахунках аеродинамічних характеристик космічних апаратів на УННО, а також при зниженні висоти польоту багаторазових транспортних засобів і вході у щільні шари атмосфери одним з найбільш складних для досліджень є діапазон висот, що відповідає перехідній області

обтікання. Адекватний опис руху газу в усьому перехідному режимі можна отримати на основі кінетичної теорії, основним рівнянням якої є рівняння Больцмана [15]. Зважаючи на надзвичайну складність нелінійного оператора в правій частині, а також на велику кількість незалежних змінних, його розв'язування в загальному випадку аналітичними методами неможливе, а регулярними чисельними методами — вкрай складне. На теперішній час при вирішенні рівняння Больцмана широкого поширення набули методи статистичних випробувань або методи Монте-Карло. З методів статистичного моделювання руху розрідженого газу найбільш розвинені метод прямого статистичного моделювання [9] і метод пробних частинок (МПЧ) [22], який використовується в даній роботі.

МЕТОД ПРОБНИХ ЧАСТИНОК

Всі частинки, що моделюють рух молекул газу, в МПЧ підрозділяються на польові та пробні. Метод полягає у статистичному моделюванні блукання пробних частинок на тлі польових. Пробні молекули, що розігруються у межах розрахункової області відповідно до імовірнісного розподілу їхніх характеристик, відчувають зіткнення з обтічною перешкодою і польовими частинками, змінюючи при цьому як свою швидкість, так і характеристики поля. Розв'язання рівняння Больцмана досягається шляхом ітерацій.

Розрахункові алгоритми з реалізації МПЧ ґрунтуються на усередненні молекулярних ознак у відповідних комірках розрахункового поля у процесі блукання пробних частинок [8]. Як і для будь-якого статистичного методу, точність отриманих результатів залежить від кількості проведених випробувань (обсягу вибірки).

Визначення аеродинамічних характеристик (АДХ) обтічного тіла і окремих його елементів у МПЧ зводиться до розрахунку накопичуваних питомих навантажень при попаданні частинок на поверхню тіла з їхнім подальшим усередненням за кількістю траєкторій. Обчислення силового впливу на тіло зводиться до підсумовування і подальшого усереднення різниці швидкостей падаючих на тіло і відбитих від його поверхні молекул.

Найбільшого розвитку МПЧ набув при розрахунках вільномолекулярних течій, коли зіткненнями молекул можна знехтувати, а інтеграл зіткнень дорівнює нулю. Надалі МПЧ був розвинутий шляхом переходу до розрахунків на дворівневих ієрархічних сітках [17] і поширений на перехідну область аж до течій, близьких до континуальних (до чисел Кнудсена $\text{Kn}_\infty > 0.01$).

Вибір розрахункової сітки для МПЧ має велике значення, оскільки основною вимогою застосовності МПЧ є відповідність лінійних розмірів розрахункових комірок місцевій довжині вільного пробігу. Тестування МПЧ у тривимірній постановці на рівномірній розрахунковій сітці з досить дрібним кроком і зіставлення розрахункових значень коефіцієнта лобового опору з експериментальними даними, отриманими у перехідній області, було зроблено лише для сфери [8], хоча список аналогічних робіт для осесиметричного і плоского обтікань досить великий [3–7]. Тому був зроблений пошук експериментальних даних у перехідному режимі для коефіцієнтів лобового опору тіл простої форми різних видовжень під різноманітними кутами атаки. Знайдені дані порівнювалися з розрахунковими значеннями орбітальних об'єктів, отриманими МПЧ на рівномірній прямокутній сітці.

ПАРАМЕТРИ ЧИСЕЛЬНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ

Дослідження проводилися для сфери, кругового конуса, кругового циліндра і прямокутного паралелепіпеда з квадратною передньою гранню для різних режимів обтікання (від вільномолекулярного до близького до континуального). Геометричні пропорції обтічних тіл варіювалися за допомогою параметра $L/D = 1, 3, 6$, де L — довжина обтічного тіла, D — діаметр дна тіла обертання або довжина ребра квадратної грані прямокутного паралелепіпеда (значення залишалося незмінним: $D = 2$ м). Як характерний розмір L бралася довжина тіла, а для сфери — її діаметр.

Розрахункову область методу пробних частинок було обрано у вигляді прямокутного паралелепіпеда, що охоплює обтічне тіло і зони збурення газодинамічних параметрів в його околицях. На рис. 1 показано взаємне розташування тіла і розрахункової області (вісь абсцис якої вибира-

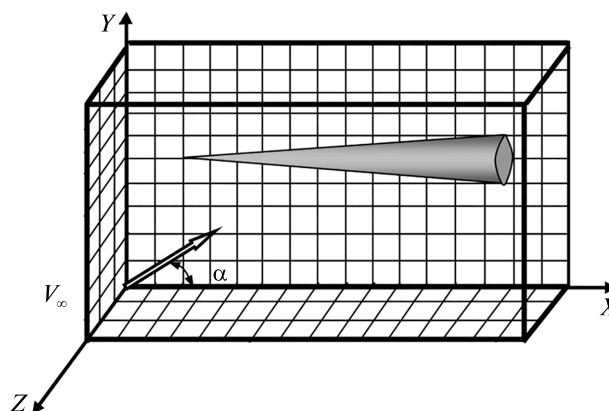


Рис. 1. Схематичне зображення положення обтічного тіла і вектора швидкості зустрічного потоку у тривимірній прямокутній розрахунковій області

лася співнапрявленою з віссю симетрії тіла), а також напрямком орієнтованого в площині XOY вектора швидкості V_∞ потоку, що набігає. Положення тіла фіксувалося, а напрямок V_∞ варіювався і задавався кутом атаки α . Розрахункова область розбивалася площинами, паралельними до її сторін, з кроком 5 см у всіх напрямках. На кожній з висот розрахунки провадилися для умов обтікання, отриманих згідно з даними стандартної атмосфери [12]. Температурне відношення становило $t_w = T_w / T_0 \ll 1$, де T_w — температура поверхні тіла, T_0 — температура гальмування.

Однією з найскладніших для досліджень є область висоти польоту, де відношення довжини вільного пробігу молекул у незбуреному потоці до характерного розміру тіла ($\lambda_\infty / L = \text{Kn}_\infty$ — число Кнудсена) є величиною порядку одиниці. Режим обтікання, при якому аеродинамічні і теплові характеристики вже відрізняються від вільномолекулярних значень, але ще не підкоряються залежностям, характерним для режиму континуального обтікання, є перехідним. З достатнім ступенем точності можна вважати, що перехідному режиму обтікання відповідає діапазон зміни числа Кнудсена $0.01 \leq \text{Kn}_\infty \leq 10$. Для літального апарата з характерним розміром $2 \leq L \leq 12$ згідно з даними стандартної атмосфери перехідний режим реалізується на висотах від 90 до 180 км. Що більше значення L , то вище розпочинається перехідний режим: для $L = 2$ м він

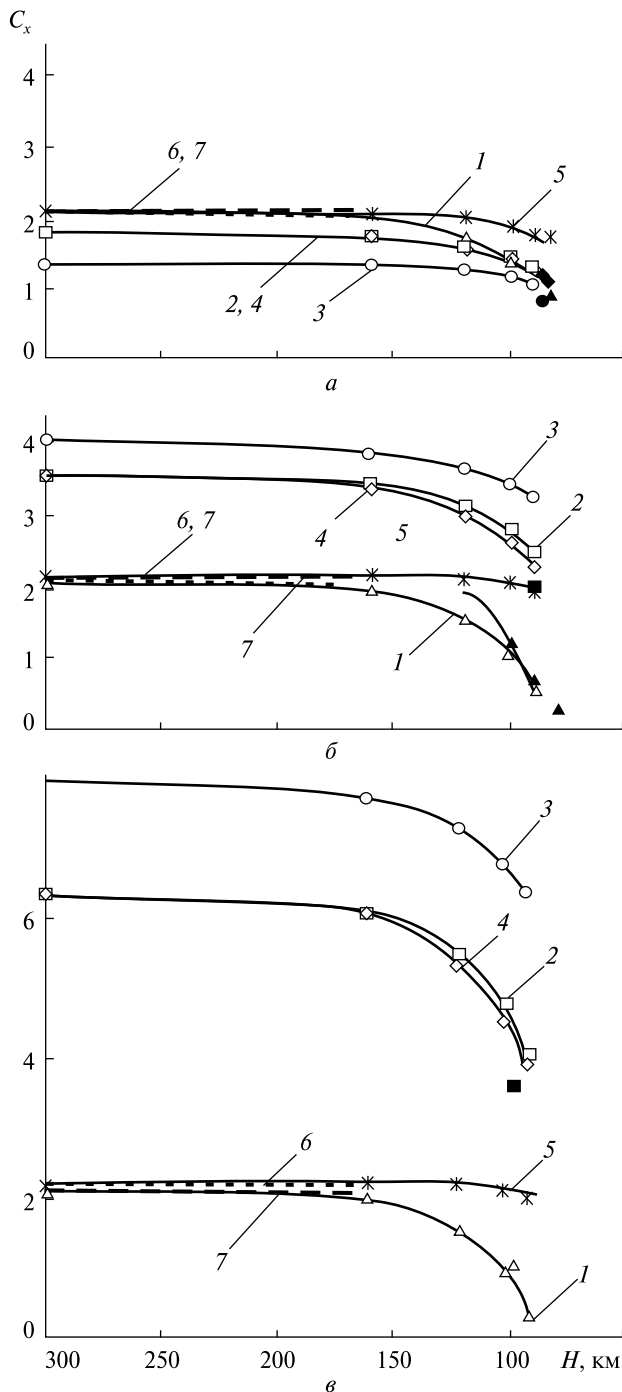


Рис. 2. Графік залежності коефіцієнтів лобового опору C_x кругового конуса від висоти польоту H для різних видо- вжень конуса: *а* — $L/D = 1$, *б* — $L/D = 3$, *в* — $L/D = 6$) і кутів атаки ($\alpha = 0^\circ$ — крива 1, трикутники; $\alpha = 45^\circ$ — крива 2, квадратики; $\alpha = 90^\circ$ — крива 3, кружки; $\alpha = 135^\circ$ — крива 4, ромбики; $\alpha = 180^\circ$ — крива 5, зірочки). Світлі значки і криві — розрахункові значення МПЧ, одиничні чорні значки тієї ж форми — дані експериментів [14] і [13]; жирна суцільна крива — результати розрахунків [1] за методикою [2] при $\alpha = 0^\circ$; жирні прямі 6 і 7 з короткими і довгими штрихами — вільномолекулярні межі для диска і конуса, отримані за аналітичними формулами [16]

реалізується на висотах від 150 до 90 км, а при $L = 12$ м — від 180 до 100 км.

Значення числа Рейнольдса Re_{0L} розрахову- валися за формулою [16]:

$$Re_{0L} = \frac{Re_{\infty L} C_*}{M_\infty^2 (\gamma - 1) / 2},$$

$$Re_{\infty L} = \frac{\sqrt{\gamma \pi} / 2 M_\infty}{Kn_{\infty L}},$$

$$C_* = \frac{\mu(T_\infty)}{\mu(T_0)} \cdot \frac{T_0}{T_\infty},$$

де μ — коефіцієнт в'язкості, γ — показник аді- абати, T_0 — температура гальмування, M_∞ , T_∞ , $Kn_{\infty L}$, $Re_{\infty L}$ — відповідно число Маха, темпе- ратура, число Кнудсена і число Рейнольдса Re_{0L} зустрічного потоку на розрахунковій висоті.

У табл. 1 приведено залежності значень числа Рейнольдса від висоти польоту H і характерного розміру L . Видно, що розраховані значення Re_{0L} змінюються в широких межах: від 0.01 на вели- ких висотах до більш ніж 1000 при спуску на ви- соту 80 км.

На рис. 2 і 3 світлими значками і кривими по- казано отримані за допомогою МПЧ графіки за- лежності коефіцієнтів лобового опору кругового конуса, циліндра і прямокутного паралелепіпеда різних видовжень в залежності від висоти польоту.

Таблиця 1. Залежність значень числа Рейнольдса Re_{0L} від висоти польоту H і характерного розміру L

H , км	Re_{0L}		
	$L = 2$ м	$L = 6$ м	$L = 12$ м
300	0.01	0.03	0.06
160	0.05	0.14	0.28
120	0.74	2.23	4.46
110	2.40	7.10	14.20
100	13.00	31.10	78.00
90	74.00	223.00	447.00
80	416.00	1250.00	2490.00

Для конуса видовження $L/D = 1, 3, 6$ відповідають кутам конусності $\theta_k = 27^\circ, 10^\circ, 5^\circ$. Результати розрахунків C_x при різних θ_k показані на рис. 2 для кутів атаки $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$.

На висоті 300 км при розглянутих кутах атаки розрахункові значення МПЧ коефіцієнта лобового опору конуса лежать у межах від 1.4 до 8. Для кутів атаки $\alpha = 0$ та 180° (назустріч потоку орієнтоване вістря конуса або його дно) значення $C_x \approx 2.1$ і не залежать від видовження L/D . В обох випадках результати розрахунків відповідають вільномолекулярним значенням, отриманим за аналітичними формулами [16] для дифузного відбиття молекул від поверхні диска (пряма 7):

$$C_x = \frac{2}{\sqrt{\pi}S} \exp(-S^2 \sin^2 \beta) + 2 \sin \beta \left(1 + \frac{1}{2S^2} \right) \operatorname{erf}(S \sin \beta) + \frac{\sqrt{\pi}}{S} \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \sin^2 \beta$$

і обтічного під нульовим кутом атаки конуса (пряма 6):

$$C_x = \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}S \sin \theta_k} + \frac{1}{2S^2} \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \right) \exp(-S^2 \sin^2 \theta) + \left(1 + \frac{1}{2S^2} + \frac{\sqrt{\pi}}{2S} \sin \theta_k \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \right) [1 + \operatorname{erf}(S \sin \theta_k)] - C_0,$$

де $S = V_\infty / \sqrt{2RT_\infty}$ — швидкісний параметр, R — газова постійна, T_w — температура поверхні тіла, T_∞ — температура зустрічного потоку, β — кут між вектором швидкості зустрічного потоку V_∞ і площиною пластини (при нульовому куті атаки $\beta = 90^\circ$), θ_k — кут піврозхилу конуса, C_0 — внесок основи конуса в опір конуса:

$$C_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}S} \exp(-S^2) - \left(1 + \frac{1}{2S^2} \right) (1 - \operatorname{erf}(S)) + \frac{1}{2S^2} \sqrt{\frac{T_w}{T_\infty}} \{ \sqrt{\pi}S [1 - \operatorname{erf}(S)] - \exp(-S^2) \}.$$

Для кутів атаки конуса $\alpha = 45^\circ, 90^\circ$ і 135° що більше співвідношення L/D , то вище C_x , причому при збільшенні видовження тіла найшвидше збільшення коефіцієнта C_x характерне для поперечного обтікання ($\alpha = 90^\circ$).

При подальшому зниженні і вході у щільні шари атмосфери відбувається відрив потоку і зменшення C_x . При фіксованій довжині конуса

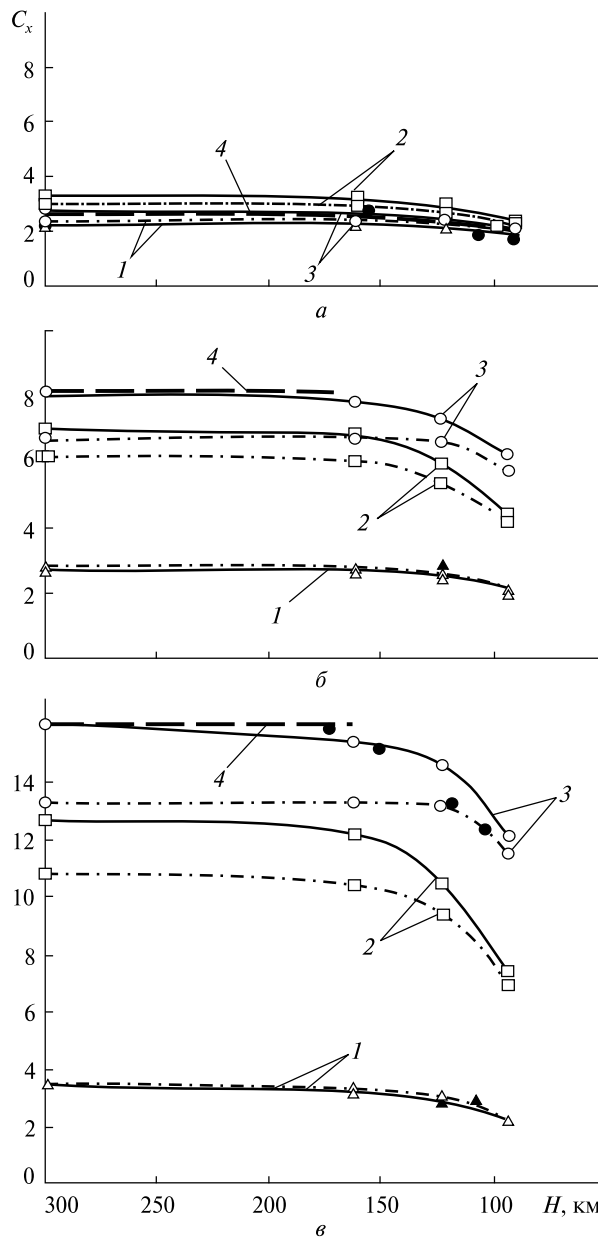


Рис. 3. Графік залежності коефіцієнтів лобового опору C_x кругового циліндра (суцільні криві) і прямокутного паралелепіпеда (штрих-пунктирні криві) від висоти польоту H для різних видовжень ($a - L/D = 1, b - L/D = 3, v - L/D = 6$) і кутів атаки ($\alpha = 0^\circ$ — криві 1, трикутники; $\alpha = 45^\circ$ — криві 2, квадратики; $\alpha = 90^\circ$ — криві 3, кружки). Марковані криві відповідають розрахунковим значенням МПЧ; одиничні чорні маркери — експериментальним даним [14] і [16] для кругового циліндра; жирні штрихові прямі 4 — вільномолекулярні межі для нескінченного поперечно обтічного циліндра, отримані за аналітичними формулами [16]

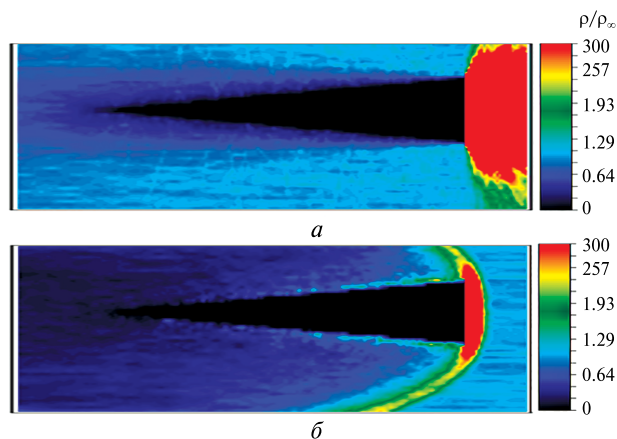


Рис. 4. Поля безрозмірної щільності ρ/ρ_∞ кругового конуса з видовженням $L/D = 6$ при куті атаки $\alpha = 180^\circ$: а — на висоті $H = 300$ км, б — на висоті $H = 90$ км

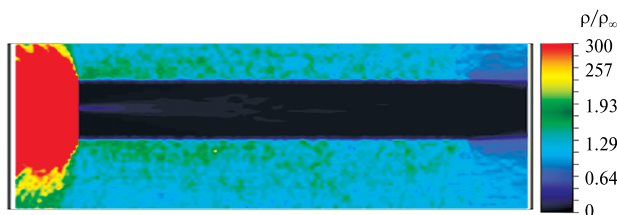


Рис. 5. Поле безрозмірної щільності ρ/ρ_∞ кругового циліндра з видовженням $L/D = 6$ при куті атаки $\alpha = 0^\circ$ на висоті $H = 300$ км

на висоті 90 км найменші падіння C_x (до 10 % від вільномолекулярних значень) спостерігаються під кутом атаки $\alpha = 180^\circ$ (до потоку повернуто дно конуса, див. криві 5 на рис. 2). Найбільше падіння коефіцієнта лобового опору (порівняно з вільномолекулярним значенням) спостерігається при зниженні під кутом атаки $\alpha = 0^\circ$. Наприклад, при зниженні конуса з видовженням $L/D = 6$ значення C_x зменшується на 84 % (крива 1 на рис. 2, в).

Звертає на себе увагу той факт, що під кутом атаки $\alpha = 180^\circ$ вплив довжини конуса на всіх висотах незначний (криві 5 на рис. 2). Пояснюється це тим, що при вільномолекулярній течії молекули зустрічного потоку майже не залітають у тінюву частину конуса, тому його довжина практично не впливає на значення коефіцієнта лобового опору. Низьку концентрацію молекул з боку конічної частини обтічного тіла при

$\alpha = 180^\circ$, $L/D = 6$, $H = 300$ км підтверджують поля безрозмірної щільності ρ/ρ_∞ на рис. 4, а. При вході в щільні шари атмосфери кількість молекул, що потрапляють в дальню хвостову частину конуса незначна через ударну хвилю, що утворилася перед дном конуса. Поля ρ/ρ_∞ на висоті $H = 90$ км показані на рис. 4, б.

Для циліндра і прямокутного паралелепіпеда розрахунки велися для трьох кутів атаки: $\alpha = 0$, 45° і 90° (рис. 3). Обтікання під кутами атаки $\alpha = 135^\circ$ і 180° аналогічні обтіканням при $\alpha = 45^\circ$ і 0° . Найменші значення C_x циліндра і паралелепіпеда для всіх режимів досягаються при їхньому поздовжньому розташуванні відносно зустрічного потоку (незалежно від видовження, див. криві 1 і 4 на рис. 3).

Прямокутний паралелепіпед при $L/D = 1$ є кубом, тому газодинамічні характеристики при $\alpha = 0$ та 90° ідентичні, а коефіцієнти лобового опору близькі з точністю до похибок розрахунку (криві 4 і 6 на рис. 3, а).

Граничні вільномолекулярні значення C_x при поперечному обтіканні нескінченних циліндрів, отримані за аналітичними формулами [16] для дифузного відбиття, показані на рис. 3 за допомогою штрихових прямих 4. Розрахункові криві коефіцієнта лобового опору циліндра на висоті $H = 300$ км при $\alpha = 90^\circ$ відповідають вищевказаним вільномолекулярним значенням (прямим 4).

На відміну від обтікання конуса, при поздовжньому ($\alpha = 0$) обтіканні циліндра і паралелепіпеда на висоті 300 км залежність коефіцієнта лобового опору від довжини тіла стає більш помітною (криві 1 при $H = 300$ км на рис. 3). Збільшення довжини у шість разів призводить до збільшення вільномолекулярного значення C_x від 2.27 до 3.45.

Вплив видовжень циліндра і паралелепіпеда пояснюється відбиттям частинок від їхньої хвостової частини, яке для конуса було практично відсутнє. Попадання молекул на всю бічну поверхню циліндра з видовженням $L/D = 6$ при $\alpha = 0^\circ$ і $H = 300$ км наочно ілюструє поле розподілу ρ/ρ_∞ у площині його симетрії (рис. 5).

Зі зменшенням висоти польоту починає реалізовуватися перехідний режим обтікання, і значення коефіцієнта лобового опору істотно змен-

шуються при всіх кутах атаки: під час спуску до 90 км значення C_x можуть зменшитися на 50 % порівняно із вільномолекулярним значенням. Вхід у щільні шари атмосфери супроводжується утворенням перед тілом ударної хвилі. Внаслідок цього при $\alpha = 0^\circ$ різко зменшується кількість молекул, які потрапляють на бічну поверхню тіла, що в свою чергу нівелює залежність C_x від видовження тіла (на висоті 90 км і значення C_x для різних видовжень близькі одне до одного).

На кожній з висот, що більше видовження циліндра і паралелепіпеда, то вище значення C_x (при фіксованому куті атаки).

ВИБІР ХАРАКТЕРНОЇ ПЛОЩІ

На всіх вищенаведених рисунках значення коефіцієнта лобового опору віднесені до площі дна $\pi D^2/4$ для тіл обертання і до D^2 для паралелепіпеда. Використання єдиного значення характерної площі розносить розрахункові криві на різні рівні і полегшує їхнє порівняння для різних значень кутів атаки і висот польоту. Якщо ж як характерну площу використовувати $S_x = S_\perp$, де S_\perp — площа проекції тіла на площину, перпендикулярну до V_∞ , то діапазон розкиду значень C_x значно звужується. На рис. 6 показано графіки C_x конуса (рис. 6, а), циліндра (суцільні криві на рис. 6, б) і паралелепіпеда (штрихові криві на рис. 6, б) з видовженнями $L/D = 6$. Маркери кривих відповідають тим же кутам обтікання, що і на рис. 2 і 3. На висоті 300 км значення C_x для всіх розглянутих орієнтацій конуса і для орієнтацій $\alpha = 45^\circ$ і 90° циліндра і паралелепіпеда лежать у межах від 2.1 до 2.3. При спуску до висоти 90 км значення C_x змінюються від 1 до 1.8. Слід зазначити, що при $S_x = S_\perp$ і аналогічних умовах обтікання коефіцієнти лобового опору циліндра і паралелепіпеда досить близькі один до одного, але при цьому криві C_x паралелепіпеда лежать трохи вище (на відміну від графіків, де за S_x бралася площа дна).

При розрахунках значення площі S_\perp обчислювалося статистично з точністю до розмірів розрахункових комірок. У табл. 2 наведено значення S_\perp для конуса і циліндра в залежності від видовження і кута атаки.

Використання $S_x = S_\perp$ означає облік всієї поверхні тіла, яка бере участь у потраплянні та

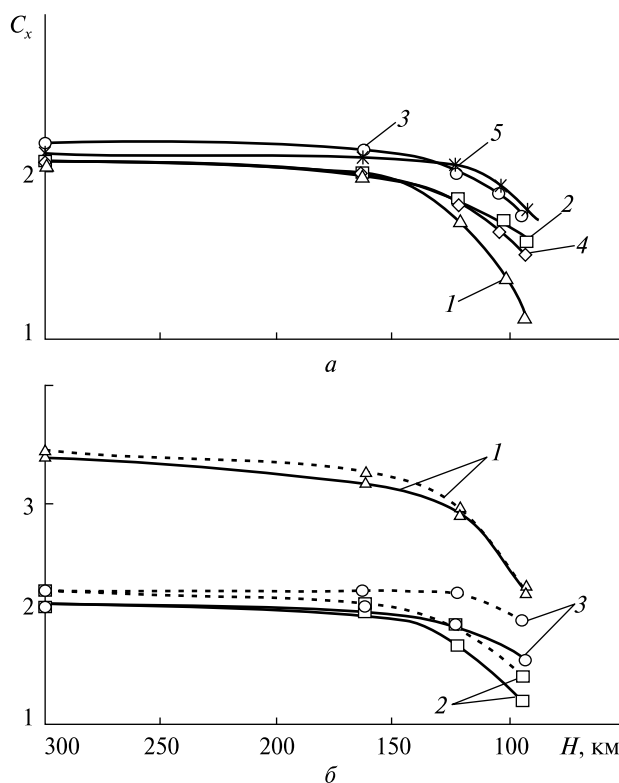


Рис. 6. Розрахункові залежності коефіцієнтів лобового опору C_x (характерний розмір $S_x = S_\perp$) від висоти польоту H для деяких тіл простої форми з видовженнями $L/D = 6$ (а — для конуса, б — для циліндра і паралелепіпеда: суцільні і пунктирні криві відповідно) при різних кутах атаки α ($\alpha = 0^\circ$ — криві 1, трикутники; $\alpha = 45^\circ$ — криві 2, квадратики; $\alpha = 90^\circ$ — криві 3, кружки; $\alpha = 135^\circ$ — крива 4, ромбики; $\alpha = 180^\circ$ — крива 5, зірочки)

Таблиця 2. Залежність площ проекцій конуса і циліндра на площину S_\perp , перпендикулярну до V_∞ , від видовження і кута атаки

Форма тіла	L/D	S_\perp, m^2				
		$\alpha = 0^\circ$	$\alpha = 45^\circ$	$\alpha = 90^\circ$	$\alpha = 135^\circ$	$\alpha = 180^\circ$
Конус	1	3.14	2.7	1.97	2.70	3.14
	3	3.14	5.41	5.98	5.41	3.14
	6	3.14	9.65	12.00	9.64	3.14
Циліндр	1	3.14	5.04	4.00	—	—
	3	3.14	10.73	12.06	—	—
	6	3.14	19.22	24.12	—	—

відбитті молекул зустрічного потоку. У разі обтікання циліндра під нульовим кутом атаки коефіцієнт C_x збільшується зі збільшенням довжини циліндра за рахунок відбиття частинок від його хвостової частини. Що довший циліндр, то більший внесок таких частинок. Через те що в цьому випадку розрахункове значення S_{\perp} дорівнює площі дна та істотно менше від значення фактичної «освітленої» площі циліндра, то при його поздовжньому обтіканні криві C_x лежать істотно вище інших. Аналогічна ситуація відбувається і в разі поздовжнього обтікання паралелепіпеда.

ПОРІВНЯННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ РОЗРАХУНКУ З ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИМИ ДАНИМИ

Порівняння отриманих за допомогою МПЧ результатів розрахунку коефіцієнта лобового опору тіл обраних геометричних форм і пропорцій з експериментальними даними виявилось досить великою проблемою через нестачу останніх. Зі збільшенням числа Рейнольдса спостерігається тенденція до зближення значень C_x в експериментах, що проводилися для різних значень температурного фактора t_w , вплив якого найбільш сильний у вільномолекулярному і близькому до нього режимах обтікання. Тому на висотах, менших за 100 км, можливе порівняння розрахункових даних МПЧ з наведеними у роботі [14] результатами експериментів з визначення аеродинамічних характеристик неохолоджуваних тіл простої форми ($t_w = 1$) у перехідній області при гіперзвукових швидкостях потоку, що проводилися у вакуумній аеродинамічній трубі ЦАГІ.

На рис. 2, а темними значками показано експериментальні дані [14] для конуса з кутом піврозхилу $\theta_k = 30^\circ$ при кутах атаки $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$ і числі Рейнольдса $Re_{0L} = 97$ ($H \approx 85$ км). Форма значків відповідає формі світлих значків, що представляють відповідні розрахункові дані МПЧ при $\theta_k = 27^\circ$ ($L/D = 1$).

На рис. 2, б нанесено дані [14] для конуса з кутом $\theta_k = 10^\circ$ ($L/D = 3$) при кутах атаки $\alpha = 0^\circ$ і 45° та $Re_{0L} = 162$ ($H = 90$ км). Там же наведено результати експерименту [13] при поздовжньому обтіканні ($\alpha = 0^\circ$) охолоджуваного конуса ($t_w = 0.1$) з кутом піврозхилу $\theta_k = 10^\circ$ ($L/D = 3$) при великих числах Рейнольдса $Re_{0L} = 10^3$ ($H \approx 80$ км)

і $Re_{0L} \cdot t_w^{-1} = 100$ (звідки $Re_{0L} = 62.5$, $H \approx 100$ км). Результати експериментів при кутах атаки $\alpha = 0^\circ$ і 45° позначені темними трикутниками і квадратами. На цьому ж рисунку для $\alpha = 0^\circ$ жирною кривою позначено розраховані в роботі [1] значення C_x у широкому діапазоні режимів обтікання ($1 \leq Re_{0L} \leq 10^4$) для охолоджуваного конуса ($t_w = 0.25$) при його гіперзвуковому обтіканні ($M_\infty = 10$) за методикою, основою на теорії локальної взаємодії [2].

На рис. 2, в аналогічними маркерами для кутів атаки $\alpha = 0^\circ$ і 45° позначено дані експерименту [14], проведеного для тонкого конуса з $\theta_k = 5^\circ$ ($L/D = 6$) при числі Рейнольдса $Re_{0L} = 162$, що відповідає висоті $H \approx 95$ км.

На рис. 3, б темним трикутником показані дані експерименту [14] для поздовжнього обтікання циліндра ($\alpha = 0^\circ$) з видовженням $L/D = 3$ при числі Рейнольдса $Re_{0L} = 13$, що відповідає $H \approx 115$ км. Аналогічно для $\alpha = 0^\circ$ на рис. 3, в позначені дані [14] при $L/D = 6$, $Re_{0L} = 162$ ($H \approx 90$ км).

У роботі [16] наведено дані серії експериментів залежності відносного коефіцієнта лобового опору $C_D = (C_x - C_{x0}) / (C_{x\infty} - C_{x0})$ (C_x і $C_{x\infty}$ — континуальне і вільномолекулярне значення) від числа Кнудсена Kn_∞ при гіперзвуковому поперечному обтіканні циліндра у перехідній області. Перераховані за цими даними значення C_x у залежності від висоти H позначено на рис. 3 темними кружечками і підлягають порівнянню з кривою 3, отриманою за допомогою МПЧ при $\alpha = 90^\circ$. Експериментальні дані [16] показують, що при $Kn_\infty = 0.01$ (для розглянутих видовжень це відповідає діапазону висот $90 \text{ км} \leq H \leq 100 \text{ км}$) практично досягається континуальна межа значень C_x .

Як показує порівняння результатів МПЧ з наявними експериментальними і розрахунковими даними, на великих висотах спостерігається повна відповідність між МПЧ і отриманими аналітично вільномолекулярними межами, а на низьких висотах результати МПЧ задовільно узгоджуються з даними експериментів і розрахунками згідно теорії локальної взаємодії. Найбільші відмінності розрахункових даних від експериментальних спостерігаються при поздовжньому обтіканні конуса під нульовим кутом атаки в режи-

мі, близькому до континуального, де на висоті 90 км похибка обчислень досягає 30 %.

Як зазначалося вище, при розрахунках крок розбиття рівномірної прямокутної сітки по кожному з напрямків становив $\Delta = 5$ см для всіх висот. Основна вимога до розрахункової сітки у МПЧ полягає в тому, щоб лінійні розміри комірок не перевершували місцеву довжину вільного пробігу λ . Оскільки зменшення висоти H призводить до зменшення довжини вільного пробігу, то на низьких висотах потрібне більше подібнення РС.

Дослідження впливу кроку розбиття сітки на значення коефіцієнта лобового опору було зроблено на прикладі обтікання сфери. Значення C_x сфери на великих висотах для $\Delta = 10, 5, 2.5$ см (криві 1, 2, 3 на рис. 7) відповідають отриманій аналітично в роботі [16] вільномолекулярній межі C_x для дифузного відбиття при гіперзвуковому обтіканні кулі для $t_w = 0.01$ (пряма 4 на рис. 7).

Характер поведінки C_x сфери на різних висотах демонструють результати, отримані за формулами теорії локальності у відповідності з параметрами атмосфери в зазначеному висотному інтервалі. Теорія локальності дає апроксимаційну залежність між вільномолекулярною і континуальною межами C_x в залежності від режиму обтікання. Вона дозволяє отримати коридор значень коефіцієнта лобового опору, при цьому крива середніх значень задається емпіричною формулою, наведеною в роботі [2] (крива 5 на рис. 7).

Коридор значень C_x , отриманих при проведенні ряду експериментів для гіперзвукового обтікання охолоджуваної сфери ($5 \leq M_\infty \leq 12.5$, $0.01 \leq t_w \leq 0.2$), вказано на рис. 7 пунктирною і штрих-пунктирною кривими 6 [21].

Для чисел Рейнольдса $Re_{0L} < 1$ (що відповідає $H > 120$ км) експерименти [21] проводилися при температурному відношенні $t_w = 0.2$ і $t_w = 0.25$. Тому при $H > 120$ км експериментальні дані лежать вище розрахункових кривих МПЧ, для яких $t_w = 0.01$. Вільномолекулярне значення коефіцієнта лобового опору (отримане при $t_w = 0.2$) позначено на рис. 7 штриховою лінією (пряма 7) і лежить у межах експериментального коридору [21].

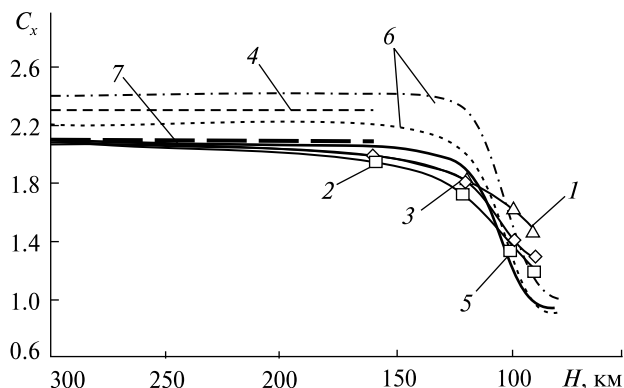


Рис. 7. Графік залежності коефіцієнтів лобового опору C_x сфери від висоти польоту H для різних значень сіткового кроку Δ ($\Delta = 10$ см — криві 1, трикутники; $\Delta = 5$ см — криві 2, квадратики; $\Delta = 2.5$ см — криві 3, ромбики). Марковані криві 1, 2, 3 відповідають розрахунковим значенням МПЧ; жирні штрихові прямі 4 і 7 — вільномолекулярним межам для $t_w = 0.01$ і $t_w = 0.2$ (отримані за аналітичними формулами [16]); суцільна крива 5 — даним теорії локальності [2]; пунктирна і штрих-пунктирна криві 6 — нижній і верхній межам експериментального коридору [21] для гіперзвукового обтікання сфери

На висоті 100 км експерименти [21] проводилися при $t_w = 0.01$. Порівняння кривих 1, 2, 3 на рис. 7, що відповідають розрахункам МПЧ з різною густотою сіткового розбиття, показує, що значення C_x МПЧ на висоті 100 км близькі до даних зазначеного експерименту.

При спуску на нижчі висоти спостерігається тенденція до завищення розрахункових значень C_x . При $Re_{0L} > 10$ ($H < 100$ км) найближче до даних експерименту лежать криві 2 і 3, що відповідають сітковому кроку $\Delta = 2.5$ і 5 см. Це доводить, що для розглянутих в задачі лінійних розмірів обтічних перешкод використовуваний у всіх попередніх розрахунках сітковий крок $\Delta = 5$ см є цілком задовільним.

ВИСНОВОК

За допомогою МПЧ досліджено вплив геометричних пропорцій орбітальних об'єктів простої форми на їхні коефіцієнти лобового опору. Встановлено діапазони зміни коефіцієнта лобового опору в залежності від кута атаки, видовження тіла і висоти польоту. При спуску в інтервалі ви-

сот від 300 до 90 км відбувається зміна режимів обтікання. Результати розрахунків показують, що вільномолекулярний режим для розглянутого класу тіл порушується на висотах від 180 до 150 км (в залежності від характерного розміру тіла). Порушення цього режиму наочно ілюструється падінням значень коефіцієнта лобового опору і зміною структури течії в околиці тіла.

Проведено порівняння отриманих значень коефіцієнта лобового опору з експериментальними даними та з результатами розрахунків за теорією локальності при різних кутах атаки.

Встановлено, що на великих висотах спостерігається повна відповідність між розрахунковими значеннями МПЧ і отриманими аналітично вільномолекулярними межами, а на висотах від 180 до 90 км результати МПЧ задовільно узгоджуються з даними експериментів. Найбільші відмінності розрахункових даних від експериментальних спостерігаються при поздовжньому обтіканні конуса під нульовим кутом атаки: похибка розрахунків зростає у процесі наближення до континуального режиму, і при спуску на висоту 90 км досягає 30 %.

ЛІТЕРАТУРА

1. Абрамовская М. Г., Басс В. П. Исследование аэродинамических характеристик круговых конусов в переходном режиме обтекания. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та.* 1980. **11**(1). С. 122—126.
2. Алексеева Е. В., Баранцев Р. Г. *Локальный метод аэродинамического расчёта в разреженном газе.* Ленинград: ЛГУ, 1976. 210 с.
3. Басс В. П., Печериця Л. Л. Численное моделирование стационарного осесимметричного обтекания затупленного конуса в переходном режиме обтекания. *Вісн. Дніпропетр.ун-ту. Механіка.* 2005. **9**(1). С. 57—65.
4. Басс В. П., Печериця Л. Л. Гиперзвуковое обтекание теплоизолированного цилиндра разреженным газом. *Вісн. Дніпропетр. ун-ту. Механіка.* 2006. **10**(1). С. 50—60.
5. Басс В. П., Печериця Л. Л. Верификация методов и алгоритмов решения задач аэродинамики переходной области. *Техн. мех.* 2007. № 1. С. 49—61.
6. Басс В. П., Печериця Л. Л. Расчет двумерных течений разреженного газа при поперечном обтекании плоской пластины. *Техн. мех.* 2008. № 1. С. 83—92.
7. Басс В. П., Печериця Л. Л. Численные исследования сверхзвукового обтекания конфигурации «пластина — клин» потоком разреженного газа. *Техн. мех.* 2009. № 2. С. 62—69.
8. Басс В. П., Печериця Л. Л. Численное решение трехмерных задач динамики разреженного газа. *Техн. мех.* 2010. № 2. С. 38—51.
9. Берд Г. *Молекулярная газовая динамика.* М.: Мир, 1981. 319 с.
10. Ваганов А. В., Дроздов С. М., Дудин Г. Н., Косых А. П., Нерсесов Г. Г., Пафнутьев В. В., Чельшева И. Ф., Юмашев В. Л. Численное исследование аэродинамики перспективного возвращаемого космического аппарата. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та.* 2007. **38**(1—2). С. 16—26.
11. Ваганов А. В., Дроздов С. М., Косых А. П., Нерсесов Г. Г., Чельшева И. Ф. Численное моделирование аэродинамики крылатого возвращаемого космического аппарата. *Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та.* 2009. **40**(2). С. 131—149.
12. ГОСТ 4401-81. *Атмосфера стандартная. Параметры.* М.: Изд-во стандартов, 1981. 179 с.
13. Гусев В. Н., Ерофеев А. И., Климова Т. В. Теоретические и экспериментальные исследования обтекания тел простой формы гиперзвуковым потоком разреженного газа. *Тр. Центр. аэро-гидродинам. ин-та.* 1977. Вып. 1855. С. 3—53.
14. Гусев В. Н., Климова Т. В., Липин А. В. Аэродинамические характеристики тел в переходной области при гиперзвуковых скоростях потока. *Тр. Центр. аэро-гидродинам. ин-та.* 1972. Вып. 1411. С. 3—53.
15. Коган М. Н. *Динамика разреженного газа. Кинетическая теория.* М.: Наука, 1967. 440 с.
16. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А. *Прикладная динамика разреженного газа.* М.: Машиностроение, 1977. 184 с.
17. Печериця Л. Л., Смелая Т. Г. Численное моделирование осесимметричного обтекания протяженного составного тела методом пробных частиц с использованием иерархических сеток. *Техн. мех.* 2016. № 2. С. 64—70.
18. Хлопков Ю. И., Зея Мью Мьинт, Хлопков А. Ю. Моделирование аэродинамики перспективных аэрокосмических летательных аппаратов. *Фундаментальные исслед.* 2015. № 4. С. 152—156.
19. Bird G. A. *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows.* Sydney: Oxford: Clarendon Press, 1994. 479 p.

20. Gallis M. A. et al. *Direct simulation Monte Carlo: The quest for speed*. 29th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics. 2014. 27. P. 27–36.
21. Hadjimichalis K. S., Brandin C. L. *The effect of the wall temperature on sphere drag in hypersonic transition flow*. Rarefied Gas Dynamics: Proc. of the 9-th Int. Symp. (Goettingen, Germany, July 15–20, 1974). DFVLR-Press, 1974. V. II. P. D.13.1–D.13.9.
22. Haviland I. K., Lavin M. L. Application of the Monte-Carlo method to heat transfer in a rarefied gas. *Phys. Fluids*. 1962. 5(11). P. 1399–1405.
23. Khlopkov Yu. I., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. Aerodynamic Investigation for Prospective Aerospace Vehicle in the Transitional Regime. *Int. J. Aeronaut. and Space Sci.* 2013. 14(3). P. 215–221.
24. Khlopkov Yu. I., Zharov V. A., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. Aerodynamic Characteristics Calculation for New Generation Space Vehicle in Rarefied Gas Flow. *Univ. J. Phys. and Appl.* 2013. 1(3). P. 286–289.
25. Queipo N. V. et al. Surrogate-based analysis and optimization. *Progr. Aerospace Sci.* 2005. 41(1). P. 1–28.
26. Sandia National Laboratories. SPARTA Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) Simulator. URL: <http://sparta.sandia.gov/> (дата звернення 29.05.2017).
27. Walsh J. A., Berthoud L. *Reducing spacecraft drag in very low earth orbit through shape optimization*. 7th Eur. conf. for Aeronautics and Aerospace Sci. (EUCASS). 2017. P. 2–9.

Стаття надійшла до редакції 09.06.2020

REFERENCES

1. Abramovskaya M. G., Bass V. P. (1980). Investigation of the aerodynamic characteristics of circular cones in a transitional flow regime. *TsAGI Sci. J.*, 11(1), 122–126 [in Russian].
2. Alexeeva E. V., Barantsev R. G. (1976). *Local method of aerodynamic calculation in rarefied gas*. Leningrad: LSU Publ. House [in Russian].
3. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2005). Numerical simulation of stationary axisymmetrical flow around a blunt-nose cone in a transition flow regime. *Bull. Dnipropetrovsk Univ. Ser. Mechanics*, 9(1), 57–65 [in Russian].
4. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2006). Hypersonic flow around a thermally insulated cylinder with rarefied gas. *Bull. Dnipropetrovsk Univ. Ser. Mechanics*, 10(1), 50–60 [in Russian].
5. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2007). Verification of methods and algorithms to solve aerodynamics problems in the transition region. *Techn. Mech.*, № 1, 49–61 [in Russian].
6. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2008). 2D cross flow calculation of rarefied gas flow about a flat plate. *Techn. Mech.*, № 1, 83–92 [in Russian].
7. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2009). Numerical studies of supersonic rarefied flows over “plate — wedge” configuration. *Techn. Mech.*, № 2, 62–69 [in Russian].
8. Bass V. P., Pecheritsa L. L. (2010). Numerical solution three-dimensional tasks of the rarefied gas dynamics. *Techn. Mech.*, № 2, 38–51 [in Russian].
9. Bird G. A. (1981). *Molecular gas dynamic*. Moscow: Mir [in Russian].
10. Vaganov A. V., Drozdov S. M., Dudin G. N., Kosykh A. P., Nersesov G. G., Pafnutev V. V., Chelysheva I. F., Yumashev V. L. (2007). Numerical study of aerodynamics of a prospective re-entry space vehicle. *TsAGI Sci. J.*, 38 (1–2), 16–26 [in Russian].
11. Vaganov A. V., Drozdov S. M., Kosykh A. P., Nersesov G. G., Chelysheva I. F. (2009). Numerical simulation of aerodynamics of winged re-entry space vehicle. *TsAGI Sci. J.*, 40(2), 131–149 [in Russian].
12. GOST (State All-Union Standard) 4401-81. (1981). *Standard atmosphere. Parameters*. Moscow: Publish of the standards [in Russian].
13. Gusev V. N., Yerofeev A., Klimova T. V. (1977). Theoretical and experimental investigations of flow over bodies of simple shape by a hypersonic stream of rarefied gas. *TsAGI Sci. J.*, № 1855, 3–43 [in Russian].
14. Gusev V. N., Klimova T. V., Lipin A. V. (1972). Aerodynamic characteristics of bodies in transitional region of hypersonic gas flow. *TsAGI Sci. J.*, № 1411, 3–53 [in Russian].
15. Kogan M. N. (1967). *Rarefied gas dynamics. Kinetic theory*. Moscow: Nauka [in Russian].
16. Koshmarov Yu. A., Ryzhov Yu. A. (1977). *Applied dynamics of rarefied gas*. Moscow: Mashinostroenie [in Russian].
17. Pecheritsa L. L., Smila T. G. (2016). The numeral simulation of the axisymmetrical flow around extended compound body by test particles method with the use of hierarchical grids. *Techn. Mech.*, № 2, 64–70 [in Russian].
18. Khlopkov Yu. I., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. (2015). Modelling of aerodynamics for perspective aerospace vehicles. *The fundamental researches*, № 4, 152–156 [in Russian].
19. Bird G. A. (1994). *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows*. Sydney: Oxford: Clarendon Press.

20. Gallis M. A. et al. (2014). *Direct simulation Monte Carlo: The quest for speed*. 29th Int. Symp. Rare ed Gas Dynamics, **27**, 27–36.
21. Hadjimichalis K. S., Brandin C. L. (1974). The effect of the wall temperature on sphere drag in hypersonic transition flow. *Rarefied Gas Dynamics: Proc. of the 9-th International Symposium (Goettingen, Germany, July 15–20, 1974)*. DFVLR-Press. V. II. P. D.13.1–D.13.9.
22. Haviland I. K., Lavin M. L. (1962). Application of the Monte-Carlo method to heat transfer in a rarefied gas. *Phys. Fluids*, **5**(11), 1399–1405.
23. Khlopkov Yu. I., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. (2013). Aerodynamic Investigation for Prospective Aerospace Vehicle in the Transitional Regime. *Int. J. Aeronautical and Space Sci.*, **14**(3), 215–221.
24. Khlopkov Yu. I., Zharov V. A., Zay Yar Myo Myint, Khlopkov A. Yu. (2013). Aerodynamic Characteristics Calculation for New Generation Space Vehicle in Rarefied Gas Flow. *Univ. J. Phys. and Application*, **1**(3), 286–289.
25. Queipo N. V. et al. (2005). Surrogate-based analysis and optimization. *Progress in Aerospace Sci.*, **41**(1), 1–28.
26. Sandia National Laboratories. SPARTA Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) Simulator. URL: <http://sparta.sandia.gov/> (Last accessed 29.05.2017).
27. Walsh J. A., Berthoud L. (2017). *Reducing spacecraft drag in very low earth orbit through shape optimization*. 7th Eur. conf. for Aeronautics and Aerospace Scie. (EUCASS), 2–9.

Received 09.06.2020

L. L. Pecheritsa, Senior researcher, Cand. Sci. in Phys. & Math.

ORCID.org/0000-0001-5896-1531

E-mail: larisa.peche@gmail.com

T. G. Smelaya, Researcher

E-mail: smelaya.t.g@nas.gov.ua

Institute of technical mechanics of NASU and SSAU

15 Leshko-Popelya Str., Dnipro, 49005 Ukraine

PROPORTIONS' INFLUENCE OF SIMPLE SHAPE ORBITAL OBJECTS ON THEIR AERODYNAMIC CHARACTERISTICS

When developing modern and promising aerospace technology models, the relevance of simulation of the flow around apparatuses (spacecraft) of various geometric shapes in a transitional mode corresponding to the flight in the region of the upper layers of the atmosphere and near space is growing. Solving the Boltzmann equation, which most adequately describes this process in the framework of kinetic theory, still remains a difficult task. To solve this equation, the Monte Carlo statistical methods are used quite successfully. An example of such a method is the direct statistical simulation, or, less common but also well-established in rarefied gas dynamics, the test particles method (TPM).

The aim of this work is to study the effect of geometric proportions of simply-shaped orbiting objects during uncontrolled descent to dense layers of the atmosphere on their drag coefficients. Such objects may be elements of space debris or spacecraft of appropriate shapes and proportions. The studies were based on the results obtained by numerical simulation of TPMs on uniform rectangular grids.

The shape of the orbital objects was set in the form of a circular cone, cylinder, rectangular parallelepiped of various elongations, and spheres. The calculations were carried out in a wide range of attack angles. The characteristic dimensions of the body class in question varied from 2 to 12 meters. According to the standard atmosphere for such characteristic dimensions, the transitional flow regime is realized at altitudes from 90 km to 180 km. It was found that the calculated values of the drag coefficients in the transition regime are in satisfactory agreement with the experimental data and calculations on the theory of local interaction, and at an altitude of 300 km, they correspond to the control free molecular values obtained by analytical formulas. The dependence of the drag coefficients of the bodies of the considered shapes on the angle of attack and flight altitude was studied. The influence of the choice of the characteristic area on the range of values of the calculation results is shown.

The drag coefficient of the considered class of bodies at the entrance to the dense layers of the atmosphere using the TPM was calculated for the first time. Satisfactory agreement of the obtained results with the available experimental and calculated data confirms the effectiveness of the applied method in transition mode. This makes it possible to use it in practical calculations of the parameters of the external environment effect on the spacecraft in the most difficult to study altitude ranges corresponding to the transitional flow regime.

Keywords: Boltzmann equation, the rarefied gas dynamics, Monte Carlo method, the test particles method, free molecular and transitional regimes, numerical simulation.