

УДК 533.6

А. М. ПАВЛЮЧЕНКО¹, О. М. ШИЙКО²¹ Сумський національний аграрний університет² Філія ЦНДІ ОБТ ЗС України, м. Суми

ТЕОРЕТИЧНЕ ОБГРУНТУВАННЯ ГАЗОДИНАМІЧНОЇ ФОРМУЛИ НЬЮТОНА І ПЕРЕВІРКА ЇЇ В ЛЬОТНИХ УМОВАХ ОБТІКАННЯ ГОЛОВНИХ ЧАСТИН РЯДУ АЕРОФІЗИЧНИХ КОМПЛЕКСІВ ДЛЯ ЧИСЕЛ МАХА $M_\infty \leq 5.0$ ТА РЕЙНОЛЬДСА $Re_{L, \infty} \leq 10^8$

В статті представлено результати комплексного обґрунтування газодинамічної формули Ньютона, що достатньо широко використовується для розрахунку тиску на поверхнях гіперзвукових льотних об'єктів. Обґрунтування базується на теоретичних методах і результатах льотних експериментів, здійснених за допомогою трьох типів ракетних аерофізичних комплексів. Проведено безпосереднє порівняння даних льотного експерименту по тиску на поверхні головної частини аерофізичного комплексу типу М-100 в діапазоні чисел Маха потоку $1, 4 \leq M_\infty \leq 4.2$, Рейнольдса $Re_{L, \infty} \leq 10^8$ з розрахунками тиску по формулі Ньютона, і на основі методу конічних течій та характеристик показано їх достатньо добре узгодження. Порівняння тиску, розрахованого по формулі Ньютона для головної частини аерофізичного комплексу типу М-100, з чисельними розрахунками тиску по методу розщеплювання в околиці носової частини і на основній довжині головної частини комплексу по маршевії схемі методу встановлення по часу, також показало добре узгодження. Використання методу Ньютона для розрахунку подовжнього градієнту тиску при визначенні коефіцієнтів тепловіддачі і температури стінки ракетних комплексів трьох типів продемонструвало ефективність формули Ньютона.

Ключові слова: формула Ньютона, статичний тиск на обтічній поверхні, прикордонний шар, числа Маха, числа Рейнольдса, масштабні ефекти, аерофізичний комплекс, льотний експеримент.

Вступ

При створенні над- і гіперзвукових льотних об'єктів різноманітного призначення важливе значення має вибір їх концепції, пов'язаної з геометричними параметрами головних частин, динамічними характеристиками, аеродинамічним нагрівом, особливостями обтікання.

Серед таких об'єктів можливо назвати, наприклад, крилаті ракети [1, 2], артилерійські снаряди [3], гіперзвуковий літальний апарат з інтегральною схемою компоновки [4]. Складність вибору концепції над- і гіперзвукових льотних об'єктів типу [1-4] обумовлена тим, що цей вибір потребує комплексної постановки досліджень, враховуючих режими обтікання (ламінарний, перехідний чи турбулентний) при наявності подовжнього градієнту тиску, відриву потоку, стисливості і неізотермічності в пристінній області течії, нестационарності, вібрацій і деформацій, працюючих двигунів, аеродинамічних сил, подовжніх і поперечних навантажень, акустичних навантажень в умовах старту, аеродинамічного нагріву [1-16]. В повній постановці вирішення такої складної проблеми потребує широкого використання тео-

ретичних методів дослідження на основі чисельного інтегрування рівнянь пограничного шару [13, 17, 18, 21, 22] і осереднених по Рейнольдсу рівнянь Навьє-Стокса [19, 20, 27, 28], проведення експериментів в над- і гіперзвукових аеродинамічних трубах [22, 34, 35, 39, 41-53] і льотних експериментів [5-12, 14, 16, 36], інтеграції аеродинамічних експериментів і комп'ютерних технологій [55], інтеграції чисельних методів розрахунку пристінного прикордонного шару і даних льотного експерименту [56]. При створенні КЛАБВ «Спейс Шаттл» було проведено близько 10^5 експериментів в над- і гіперзвукових аеродинамічних установках, які були важливим інструментом досліджень, з метою отримання різноманітних експериментальних даних для його проектування і корисних при створенні інших типів над- і гіперзвукових льотних об'єктів.

В зв'язку з наявністю в робочих частинах над- і гіперзвукових аеродинамічних труб акустичного поля, обумовленого формуванням на стінках сопел і робочих частин надзвукових турбулентних пограничних шарів, неможливо отримати надійні дані про числа Рейнольдса на початку ламінарно-турбулентного переходу і про довжину області переходу в пристінному пограничному шарі [57]. Отже, немож-

ливо отримати достовірні дані про опір тертя, про теплові потоки, про тепловий захист літальних апаратів, в тому числі в зв'язку з проблемою масштабних ефектів в аеродинаміці великих швидкостей, обумовленою неадекватністю умов обтікання і теплообміну на моделях в над- і гіперзвукових аеродинамічних установках льотним умовам. Ця неадекватність пояснюється тим, що в сучасних аеродинамічних установках не моделюються одночасно числа Маха і Рейнольдса, температурний фактор, віброаеропружні властивості літальних апаратів і робота їх двигунів, спектр і масштаб зовнішніх збурень [58-60].

Узагальнення експериментальних даних про теплообмін на моделях в аеродинамічних трубах і на льотних об'єктах для турбулентного пограничного шару показало, що коефіцієнт тепловіддачі в льотних умовах перевищував на 25% дані лабораторних випробувань [14]. Це необхідно враховувати при створенні літальних апаратів різних типів.

Числа Рейнольдса на початку ламінарно-турбулентного переходу на конусах при над- і гіперзвукових швидкостях обтікання в льотних умовах багаторазово перевищують дослідні дані по числах Рейнольдса на початку переходу в аеродинамічних установках [61]. На одному з перших КЛАБВ «Спейс Шаттл» при розрахунку теплового захисту були використані дослідні дані про числа Рейнольдса переходу, отримані в над- і гіперзвукових аеродинамічних трубах [14, 16]. Ламінарно-турбулентний перехід в лабораторних експериментах наставав раніше, ніж в льотних умовах, турбулентний пограничний шар формувався на більшій довжині з відповідним збільшенням теплових потоків в декілька разів в порівнянні з ламінарним пограничним шаром на поверхні КЛАБВ «Спейс Шаттл», що в результаті призвело до збільшення ваги теплового захисту і зниження кількості дорого корисного навантаження (приладів, апаратури і т. п.).

Згадана вище проблема масштабних ефектів, що виникає при над- і гіперзвукових швидкостях випробування обтічних моделей в аеродинамічних трубах в зв'язку з наявністю в робочих частинах труб акустичного поля, не дозволяють отримувати достовірні дані і про ефект реламінаризації (зворотного переходу) в турбулентному пристінному пограничному шарі, зокрема про число Рейнольдса на початку реламінаризації. Це ускладнює розрахунок опору тертя і теплових потоків.

Ефект реламінаризації турбулентного пограничного шару був відкритий в 1952 р. А. І. Леонтьєвим, який нині являється академіком РАН, на основі експериментального дослідження теплообміну в соплах. На теперішній час цьому ефекту присвячені численні експериментальні дослідження при дозву-

кових і надзвукових швидкостях в лабораторних умовах, включаючи вивчення структури пограничних шарів при наявності реламінаризації за допомогою термоанемометра, наприклад, в [41, 62-76]. Важливі дані про ефект реламінаризації отримані на головних частинах льотних аерофізичних комплексів «Вікінг-10» і М-100 [5, 6, 11, 62, 77, 78], що відрізняються типом ракетних двигунів (РРД на об'єкті «Вікінг-10» і РДТП на комплексі типу М-100), прискореннями, траєкторіями, числами Маха і Рейнольдса, по аеродинамічному нагріву. Числа Рейнольдса на початку реламінаризації надзвукового турбулентного шару на ракеті «Вікінг-10» [77] склали $Re_c=0,9 \cdot 10^6$, на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100 [62] дорівнювали $Re_c=(3 \div 4) \cdot 10^6$, де Re_c – число Рейнольдса на зовнішній границі турбулентного пограничного шару. Існують різні критерії реламінаризації, включаючи цей ефект в прискорених течіях при дії від'ємного продольного градієнту тиску [62-77]. Ефект реламінаризації врахований при розрахунку температури стінок головних частин ракети «Вікінг-10» і аерофізичного комплексу типу М-100 [62, 78]. Реламінаризація на цих об'єктах наступала в зв'язку зі зменшенням числа Рейнольдса потоку з часом. Результати розрахунків добре погоджуються з льотними даними по температурі стінки їх головних частин [62, 78].

Вище були відмічені численні фактори і фізичні особливості, які необхідно враховувати при виборі концепції і «подобі» над- і гіперзвукових льотних об'єктів, що потребує комплексного рішення цієї проблеми на основі інтегральних методів розрахунку, наприклад, на основі асимптотичної теорії турбулентного пограничного шару С. С. Кутателадзе і А. І. Леонтьєва, справедливої при любых довільно великих числах Рейнольдса потоку і при $Re_c \rightarrow \infty$ [23], теорії турбулентних плям Емонса [42, 43, 79, 80, 91], теорії пограничного шару в різних модифікаціях [3, 17-26] і чисельних методів інтегрування рівнянь Нав'є–Стокса з використанням різних моделей турбулентності, наприклад [19-22, 27, 28], експериментів на моделях в аеродинамічних установках [34, 35, 39, 41, 44-54], на проведенні льотних аерофізичних експериментів [5-12, 14, 16, 77, 85, 86]. При цьому на першій стадії вибору концепції над- і гіперзвукових об'єктів важливе значення мають «швидкі» (економічні, наближені) методи розрахунку різних їх характеристик.

Для розрахунку опору тертя і теплообміну над- і гіперзвукових об'єктів, сил, діючих на ці об'єкти, необхідно мати надійні дані про розподіл статичного тиску по їх довжині. При виборі концепції льотних об'єктів на основі економічних («швидких») методик розрахунку практичний інтерес представляє використання газодинамічної формули Ньютона

[87] для визначення статичного тиску на зовнішній границі пристінного над- і гіперзвукового пограничного шару, отже, у відповідності з концепцією пограничного шару Прандтля про постійність статичного тиску по висоті пограничного шару і статичного тиску на обтічній поверхні [88].

Формула Ньютона в класичному варіанті має вигляд:

$$P_e = P_\infty \cdot (1 + k \cdot M_\infty^2 \cdot \sin^2 \alpha), \quad (1)$$

де P_e – статичний тиск на зовнішній границі пристінного пограничного шару; P_∞ і M_∞ – відповідно статичний тиск і число Маха до ударної хвилі; $k = c_p / c_v$ – показник адіабати; α – кут між вектором швидкості набігаючого потоку і дотичною в точці поверхні над- і гіперзвукових об'єктів, наприклад, на головній частині льотного комплексу М-100 [5]. Існують модифікації формули Ньютона, що поліпшують збіжність з вимірами статичного тиску на обтічних моделях літальних апаратів в над- і гіперзвукових аеродинамічних трубах. Одна з таких модифікацій була запропонована академіком В. В. Струмінським [89].

Враховуючи припущення, прийняті при виведенні формули Ньютона (1) для статичного тиску P_e на зовнішній границі пограничного шару (відсутність пограничного шару на обтічній поверхні, по суті не розглядалося обтікання тіл [87, 90]), формула (1) потребує всебічного обґрунтування стосовно обтікання над- і гіперзвукових об'єктів, зокрема осесиметричних тіл в льотних умовах, особливо для надзвукових швидкостей.

Проблема масштабних ефектів в аеродинаміці великих швидкостей пов'язана з неадекватністю умов обтікання моделей в над- і гіперзвукових аеродинамічних трубах і літальних апаратів в натурних (реальних) умовах польоту, включаючи політ по траєкторії ракети «Вікінг-10» [77] і аерофізичного комплексу типу М-100 [5-7] з працюючими двигунами відповідно РРД і РДТП. Ця проблема масштабних ефектів в аеродинаміці обумовлена тим, що в над- і гіперзвукових аеродинамічних установках не моделюються одночасно натурні (льотні) числа Рейнольдса, Маха і температурний фактор, не моделюється робота двигунів, вібропружні властивості, спектри і масштаби зовнішніх збурень, інтенсивність турбулентності зовнішнього потоку, нестационарність обтікання [55, 58, 59, 60]. Масштабні ефекти не дозволяють отримати надійні дані в аеродинамічних трубах по профільному опору, опору тертя, по донному опору, по теплообміну, по газодинамічній картині обтікання та ін.

Наявність акустичного поля в над- і гіперзвукових аеродинамічних трубах не дозволяє отримати достовірні дані про числа Рейнольдса на початку ламінарно-турбулентного переходу і про довжину зони переходу [34, 57], про число Рейнольдса на початку реламінаризації (зворотного переходу) турбулентного пограничного шару і про довжину області реламінаризації при додатковому впливі масштабних ефектів, перелічених вище.

Масштабні ефекти, обмеження і недоліки аеродинамічних труб необхідно враховувати при створенні різноманітних типів льотних над- і гіперзвукових об'єктів, при виборі їх концепції. Потрібен комплексний підхід при вирішенні проблеми створення нових літальних апаратів на основі дослідів в аеродинамічних трубах, чисельних і наближених методів розрахунку, льотних науково-дослідних аеродинамічних і аерофізичних експериментів [5-7, 8-12, 14, 16, 36, 60, 61, 62, 77], об'єднання аеродинамічних труб і комп'ютерних технологій [55], безпосереднього порівняння результатів розрахунків і льотних експериментів [3, 42, 43, 73, 92], інтеграції чисельних методів розрахунку і льотних даних, наприклад, по температурі стінки головної частини М-100, що можуть бути використані в граничних умовах рівнянь пограничного шару [56, 92].

Всі проблеми, перелічені вище, необхідно враховувати при створенні економічних («швидких») методик розрахунку характеристик надзвукових і гіперзвукових льотних об'єктів на першій стадії вибору їх концепції. При цьому важливе значення має повне обґрунтування газодинамічної формули Ньютона (1) для визначення подовжнього градієнту тиску в економічних методиках розрахунку характеристик над- і гіперзвукових об'єктів.

Мета статті

При створенні над- і гіперзвукових льотних об'єктів для визначення опору тертя і теплообміну необхідно мати надійні кількісні дані про подовжній градієнт тиску в пристінних течіях [23, 24, 26]. При використанні рівнянь пограничного шару подовжній градієнт тиску на його зовнішній границі розраховується на основі рівнянь Ейлера для нев'язкої рідини [32]. У випадку використання рівнянь Навьє–Стокса тиск визначається безпосередньо при їх чисельному інтегруванні з використанням різних моделей турбулентності [19, 20, 27]. В теперішній час існують питання єдиності рішень на основі рівнянь Навьє–Стокса [19, 27], математичних труднощів їх інтегрування, ефективності алгебраїчних і диференціальних моделей турбулентності для замикання рівнянь Навьє–Стокса [22], реалізації схем кінцевих різниць для чисел Рейнольдса потоку $Re \geq 10^8$ при обтіканні

поверхонь [19, 27, 28]. Більш проста задача пов'язана з розрахунком подовжнього градієнту тиску в пристінному пограничному шарі при використанні рівняння Ейлера для нев'язкого газу, але потребує експериментальної перевірки результатів після чисельного інтегрування системи рівнянь пограничного шару з урахуванням попередньо розрахованого подовжнього градієнту тиску.

При виборі концепції над-і гіперзвукових об'єктів на початковій стадії їх проектування важливу роль відіграють фізично і експериментально обгрунтовані економічні («швидкі», наближені) методи розрахунку. Суттєвий внесок в такі методики дає використання формули Ньютона (1) при розрахунках опору тертя і теплообміну в умовах обтікання над- і гіперзвукових літальних апаратів.

Подовжній градієнт тиску в пристінному пограничному шарі чинить значний вплив на його структуру (профілі швидкості), на ламінарно-турбулентний перехід, підвищуючи стійкість до зовнішніх збурень ламінарного пограничного шару при негативному подовжньому градієнті тиску

$\frac{dp}{dx} < 0$ (р-статичний тиск; x – подовжня координата) і знижуючи його стійкість і стимулюючи перехід до турбулентного режиму обтікання при позитивному значенні $\frac{dp}{dx} > 0$ [30, 32, 93-95].

Наявність позитивного подовжнього градієнту тиску $\frac{dp}{dx} > 0$ і в'язкості в пристінній течії є необхідною умовою відриву пристінного стискаемого і нестискаемого пограничного шару [7, 8, 97-99] при наявності неізотермічності [21, 35, 39, 46, 98], вдуву однорідного і чужорідного газу через обтічні пористі поверхні [35, 37, 39, 99-101], відсосу повітря з пограничного шару [98].

Негативний подовжній градієнт тиску $\frac{dp}{dx} < 0$, надаючи прискорення потоку (конфузорна течія), при певній величині $\frac{dp}{dx} < 0$ призводить до реламінаризації (зворотного переходу) дозвукового і надзвукового пристінного турбулентного пограничного шару, зокрема в дозвукових течіях в трубах і соплах [32, 63-67] і в надзвукових течіях [62, 72, 78]. Найбільш повні і точні дослідні дані про реламінаризацію в прискорених пристінних пограничних шарах при $\frac{dp}{dx} < 0$ отримані за допомогою термоанемометричних вимірів пульсацій трьох компонентів швидкості, універсального логарифмічного профіля середньої швидкості, напруження тертя на стінці, кінетичної енергії турбулентності,

напружень Рейнольдса, понять про вихрову в'язкість і довжину шляху змішування, про генерації турбулентності, про інтенсивність теплообміну і представлені в роботі [75] при параметрі прискорення $2,3 \cdot 10^{-6} \leq K \leq 3, 7 \cdot 10^{-6}$, де $K = \frac{v}{U_e} \cdot \frac{dU_e}{dx}$;

U_e – швидкість потоку на зовнішній границі турбулентного пограничного шару; v – кінематичний коефіцієнт в'язкості; x – подовжня координата.

Ефект реламінаризації турбулентного пограничного шару при числах Маха $M_\infty \leq 5,0$ був встановлений на головній частині ракети «Вікінг-10» [62, 77, 78] з двигуном РРД і на головній частині аерофізичного комплексу на основі метеорокети М-100 [5, 62, 78] з двохступінчатим двигуном РДТГ при русі цих об'єктів по траєкторіям в щільних шарах атмосфери при наявності аеродинамічного нагріву. Розрахункові дані про реламінаризацію на головній частині надзвукового осесиметричного об'єкта типу ОФ-21 приведені в роботі авторів [3]. Ефект реламінаризації турбулентного пограничного шару на головних частинах ракети «Вікінг-10» [77], аерофізичного комплексу типу М-100 [62, 78] і об'єкту типу ОФ-21 [3] обумовлений зменшенням числа Рейнольдса по довжині головних частин до значень $Re \leq 10^5 \div 10^6$ і встановлений на основі інтеграції розрахункових і льотних даних по температурі стінки в часі при русі трьох об'єктів по власним траєкторіям.

Метою даної статті є всебічне обгрунтування газодинамічної формули Ньютона на основі різних методів розрахунку і льотних експериментів на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100 при числах Маха набігаючого потоку $M_\infty \leq 5,0$ і Рейнольдса $Re \leq 0, 8 \cdot 10^8$ по довжині головної частини М-100. Важливим є дослідження в льотних умовах на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100 [5] можливості розширення діапазону застосування формули Ньютона (1) до малих надзвукових швидкостей, так як на основі експериментів в аеродинамічних трубах прийнято вважати, що ця формула справедлива при числах Маха $M_\infty \geq 6,0$ [87].

Викладення основного матеріалу

Газодинамічна формула Ньютона типу (1) і модифікації формули Ньютона широко використовуються для визначення статичного тиску на поверхні тіл, що обтікаються надзвуковим і гіперзвуковими потоками [62, 78, 87]. Формула Ньютона відіграє суттєву роль при створенні економічних методик розрахунку опору тертя, динамічних навантажень на літальний апарат, теплообміну, розрахунку стійкості

ламінарного пограничного шару і початку ламинарно-турбулентного переходу в ньому при наявності позитивного і негативного градієнту тиску в пристінній течії, розрахунку опору тертя і теплообміну при наявності ефекту реламінаризації (зворотного переходу) турбулентного пограничного шару в умовах прискореної течії при $\frac{dp}{dx} < 0$, при дослідженні і

розрахунках течій при умові $\frac{dp}{dx} > 0$ [21, 22, 23-26, 30, 37, 42-43, 62, 66, 74, 78, 92, 98]. Різноманіття необхідних методик розрахунку обумовлено складністю вибору концепції над-і гіперзвукових апаратів на першій стадії їх проектування. Це потребує аналізу великої кількості варіантів на основі економічних наближених методик розрахунку, включаючи використання формули Ньютона типу (1).

Враховуючи, що при виводі формули Ньютона для розрахунку статичного тиску на поверхнях, що обтікаються над- і гіперзвуковими потоками, використані такі припущення, як відсутність пограничного шару та інші [87, 90], вона потребує всебічного обґрунтування як теоретичного, так і експериментального, насамперед в льотних умовах для рішення практичних задач при створенні над- і гіперзвукових об'єктів. Особливий інтерес представляє розширення діапазону застосування формули Ньютона типу (1) нижче чисел Маха $M_\infty \leq 6,0$ до їх значень при малих надзвукових швидкостях обтікання тіл.

В роботі [78] вперше проведено теоретичне обґрунтування формули Ньютона (1) шляхом співставлення результатів розрахунку статичного тиску на обтічній поверхні оживальної форми з невеликим притупленням з кутом при вершині $\theta = 52^\circ$ для чисел Маха набігаючого потоку $M_\infty = 3,0$ і $M_\infty = 5,0$ при куті атаки $\alpha = 0$, відповідаючого польоту по траєкторії об'єктів типу М-100, «Облако», і «Вікінг-10» з працюючими двигунами [5, 6, 78]. Доречі, результати вимірів кута атаки в польоті аерофізичного комплексу типу М-100 з використанням датчика Холла показали, що кут атаки дорівнює $\alpha = 0^\circ$ з погрешністю $0,3^\circ$ [6].

На рис. 1 і рис. 2 наведено розрахункові дані статичного тиску по довжині головної частини об'єкта типу М-100 з притупленням оживалом і з кутом при вершині $\theta = 52^\circ$ відповідно для чисел Маха $M_\infty = 3,0$ і $M_\infty = 5,0$ при куті атаки $\alpha = 0^\circ$, отримані шляхом чисельного розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса з залученням методу розщеплювання в межах носової частини [28, 102] при $X \leq 0,035$ м і чисельного розв'язання рівнянь газової динаміки методом встановлення по маршевії схемі на решті

довжини головної частини [103] при $X \geq 0,035$ м, а також на основі методу Ньютона для всієї розрахункової області, включаючи носову частину оживальної форми з притупленням, по формулі (1).

Метод розщеплювання, що використовується в [28, 102], є частковим випадком методу дробних кроків [28] для неявних схем кінцевих різниць у випадку чисельного розв'язання багатомірних рівнянь. Метод дробних кроків [28], розроблений академіком РАН Н. Н. Яненко, дозволяє звести розв'язання складної задачі до послідовного розв'язання більш простих задач. Розрізняють наступні види дробних кроків [28]: 1) геометричне розщеплювання, що зводить багатомірну задачу до одноірних по простору задачам, тобто мова йде про розщеплювання по напрямкам; 2) фізичне розщеплювання, в якому складний фізичний процес представляється у вигляді послідовності процесів більш простої фізичної структури, що чергуються в часі; 3) аналітичне розщеплювання, що дозволяє на дробних кроках розв'язувати різні аналітичні задачі.

Методи розщеплювання, використані в роботах [28, 102] і реалізовані при чисельному розв'язанні задачі визначення розподілу статичного тиску на оживальній формі носової частини об'єкта типу М-100 з притупленням і кутом при вершині $\theta = 52^\circ$ при $X \leq 0,035$ м, і розподіл тиску на решті ділянки по довжині головної частини об'єкта типу М-100 по газодинамічному методу встановлення по часу [103] при $X \geq 0,035$ м для чисел Маха $M_\infty = 3,0$ і $M_\infty = 5,0$ добре погоджуються з розрахунками статичного тиску по методу Ньютона, реалізованого в усій розрахунковій області, як показано на рис. 1, 2.

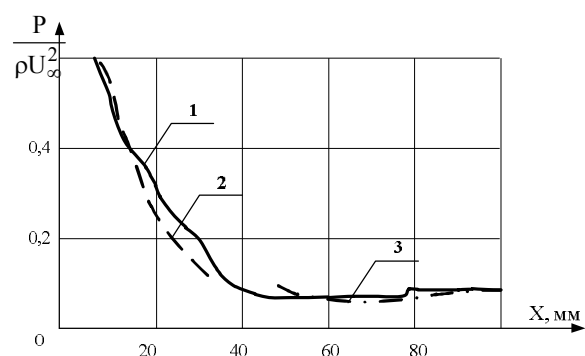


Рис. 1. Розподіл тиску на поверхні головної частини аерофізичного комплексу типу М-100 при $M_\infty = 3,0$; $\theta = 52^\circ$; $\alpha = 0$: 1 – метод Ньютона; 2 – метод [102]; 3 – метод [103].

Крім методу розщеплювання [28, 102] і газодинамічного методу встановлення по часу [103] (рис. 1 і рис. 2) формула Ньютона (1) перевірена за допомо-

гою методу характеристик в комбінації з методом кінчних течій, що застосовуються в аеродинаміці [90, 104]. Метод характеристик використовується для розрахунку надзвукових течій. При цьому розглядаються фізичні закономірності розповсюдження в надзвуковому потоці слабких хвиль розрідження і стиснення, хвиль Маха. В [90] приведено рівняння характеристик першого і другого сімейства і співвідношення, що виконуються вздовж цих характеристик (умови сумісності). У випадку плоскої течії умови сумісності спрощуються [90]. В [90] надається детальний метод розрахунку тиску на обтічній поверхні тіл з параболічною головною частиною при числах Маха $M_\infty = 6,0$ та $M_\infty = 12,0$ і продемонстровано гарне співпадання розрахункових і експериментальних даних.

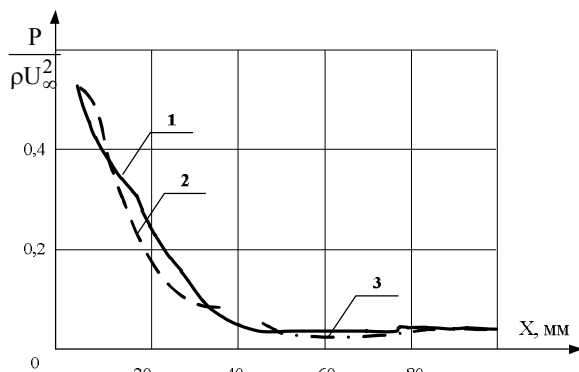


Рис. 2. Розподіл тиску на поверхні головної частини аерофізичного комплексу типу М-100 при $M_\infty = 5,0$; $\theta = 52^\circ$; $\alpha = 0$: 1 – метод Ньютона; 2 – метод [102]; 3 – метод [103].

Метод характеристик має наступні переваги [87]:

- 1) використовується фізична характеристична сітка;
- 2) метод дозволяє строго виділяти особливості течії (центровані хвилі розрідження, ударні хвилі);
- 3) при розрахунку методом характеристик виводяться лінії току;
- 4) на характеристичних лініях спрощуються диференціальні рівняння.

Недоліки методу характеристик полягають в наступному:

- 1) метод непридатний для дозвукових швидкостей;
- 2) складність форми характеристичної поверхні, особливо при наявності взаємодіючих ударних хвиль;
- 3) трудомісткість розрахунків.

Однак переваги методу характеристик дозволяють широко його застосовувати в розрахункових дослідженнях надзвукового обтікання тіл.

Ефективність і надійність формули Ньютона

(1) доведена шляхом безпосереднього порівняння результатів розрахунку розподілу тиску і даних льотного експерименту на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100 в польоті по траєкторії при числах Маха набігаючого потоку $M_\infty \leq 4,5$ для чисел Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 10^8$.

Результати порівняння льотних і розрахункових даних по статичному тиску P_w на головній частині об'єкта типу М-100 приводяться в роботі [62] і представлені на рис. 3. Льотні дані отримані в роботі [5]. Результати розрахунку тиску P_w по формулі Ньютона (1) і льотного аерофізичного експерименту відрізняються в межах $7 \div 10\%$ (див. рис. 3).

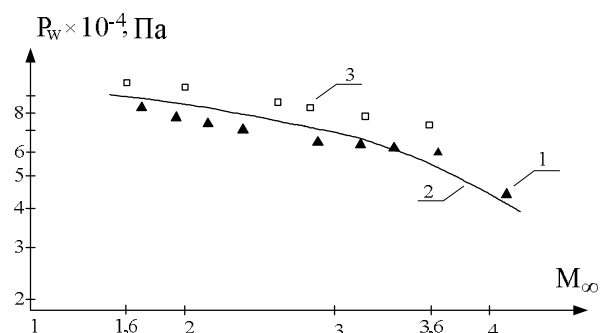


Рис. 3. Порівняння даних зі статичного тиску на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100: 1 – льотний експеримент; 2 – розрахунок за формулою Ньютона; 3 – розрахунок методом характеристик в комбінації з методом кінчних течій

Вперше показано, що формула Ньютона (1) справедлива в межах зміни чисел Маха $1,5 \leq M_\infty \leq 4,2$ і числа Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 0,7 \cdot 10^8$. Для ряду інших точок на конусі і на циліндрі головної частини аерофізичного комплексу типу М-100 краще узгодження отримано при числах Маха $M_\infty \leq 3,0$. Цей факт і дані рис. 3 пояснюються тим, що вплив пристінного пограничного шару на головній частині об'єкту типу М-100, який не враховується в формулі Ньютона (1), проявляється в меншій мірі при більш низьких значеннях числа Маха, що відповідають більш слабкому аеродинамічному нагріву, ніж при більших величинах числа Маха і більш сильному аеродинамічному нагріву. З фізичної точки зору це пояснюється збільшенням температури повітря в пограничному шарі при надзвуковому обтіканні, обумовленим ефектами стисливості і дисипації роботи сили тертя в тепло, яка пропорційна $\mu \cdot U^2$, де μ – динамічна в'язкість потоку, а U – подовжня складова його швидкості в околиці стінки. В'язкість повітря при підвищенні температури збільшується, товщина пристінного прикордонного шару зростає

зі збільшенням в'язкості. Об'єм шару поблизу обтічної поверхні також зростає при підвищенні температури [25, 32]. Для пристінного пограничного шару його товщина δ пропорційна корню квадратному з кінематичної в'язкості ν , тобто $\delta \sim \sqrt{\nu}$, що виходить з ряду точних рішень рівнянь Нав'є-Стокса [32].

В даній роботі ставиться задача перевірки формули Ньютона (1) для розрахунку розподілу тиску по довжині головної частини об'єкта типу М-100 також методом характеристик в комбінації з методом кінчних течій, поряд з методом розщеплення [28, 102] і газодинамічним методом встановлення [103] (рис. 1 і рис. 2) і далі порівняння розрахунків статичного тиску по методу характеристик з льотними даними на об'єкті типу М-100, наданими в [5, 62]. Результат реалізації методу характеристик в комбінації з методом кінчних течій [90, 104] для розрахунку статичного тиску на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100 і результати його порівняння з розрахунками за методом Ньютона (1) і з льотними даними в [62] приводяться на рис. 3.

Приведений в [104] варіант методу кінчних течій і характеристик [90] дозволяє звести задачу обтікання затупленого тіла обертання до задачі обтікання загостреної головної частини. Розбивка потоку обтікання загостреного тіла обертання рядом кінчних поверхонь з постійними по їх довжині параметрами течії дозволяє визначити швидкість, число Маха, тиск в області кінчної течії і далі будувати сітку характеристик першого і другого сімейств для визначення розподілу статичного тиску на обтічній надзвуковим потоком поверхні. На рис. 4 приведена розрахункова схема методу кінчних течій і характеристик, а на рис. 5 – порівняння експериментальних даних, отриманих в льотних умовах на головній частині аерофізичного ракетного комплексу типу М-100 [5, 62], з результатами розрахунку за цим методом. З рис.5 виходить збіг даних розрахунків статичного тиску на поверхні головної частини аерофізичного ракетного комплексу типу М-100 по методу кінчних течій і характеристик та результатів льотного експерименту на цьому об'єкті [5, 62] з погрішністю 10÷15%. Це свідчить про ефективність методу кінчних течій і характеристик [90, 104].

Таким чином, з фізичної точки зору формула Ньютона (1), що використовується для розрахунку статичного тиску на тілі обертання при його надзвуковому обтіканні, повинна бути справедливою при більш низьких значеннях числа Маха, які відповідають меншому аеродинамічному нагріву і меншій товщині пограничного шару. Виміри в польоті статичного тиску в різних точках по довжині головної частини аерофізичного ракетного комплексу типу

М-100 [5] і порівняння льотних даних з розрахунками тиску по формулі Ньютона (1) вперше показали, що формула (1) справедлива в діапазоні зміни величин числа Маха набігаючого потоку $1,5 \leq M_\infty \leq 4,2$ [62] (рис. 3). Традиційно, на підставі експериментів в надзвукових аеродинамічних трубах, вважається, що формула Ньютона (1) і ряд її модифікацій повинні застосовуватися при значеннях числа Маха потоку $M_\infty \geq 6,0$ [87].

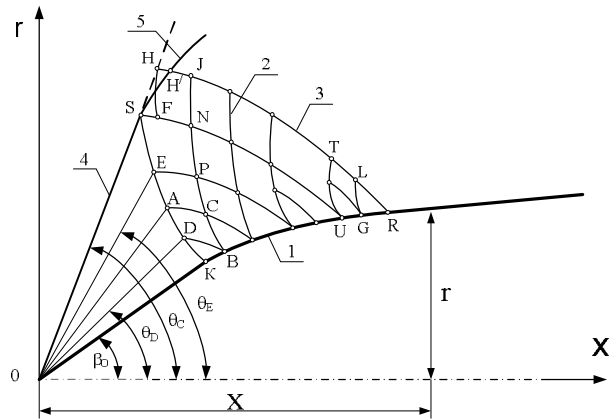


Рис. 4. Сімейства кінчних поверхонь та характеристик до розрахунку надзвукового обтікання тіла обертання за методом кінчних течій і характеристик: 1 – твірна тіла обертання; 2 – характеристика першого сімейства; 3 – характеристика другого сімейства; 4 – кінчна поверхня приєднаного стрибка і проміжні кінчні поверхні; 5 – криволінійна ділянка стрибка

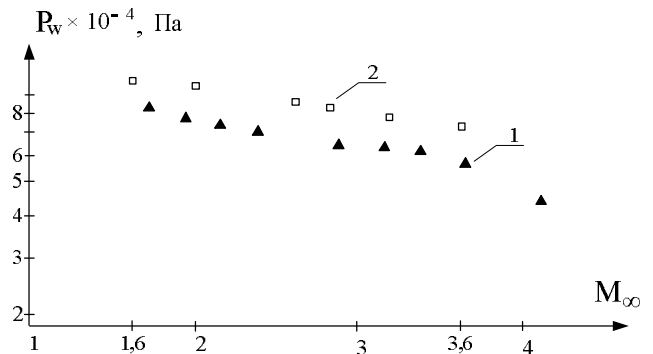


Рис. 5. Порівняння даних зі статичного тиску на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100 під час польоту і на основі розрахунку за методом кінчних течій і характеристик: 1 – льотний експеримент, 2 – розрахунок

Отримані льотні дані про статичний тиск на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100 [5, 62] і погодження цих льотних даних по тиску з результатами розрахунків по формулі Ньютона (1) на

рис.3 розширює діапазон використання формули (1) до величин числа Маха набігаючого потоку до $1,5 \leq M_\infty \leq 4,2$. Фізичне пояснення цьому важливого з научної і практичної точок зору результату дано вище.

Отже, всебічне теоретичне обґрунтування формули Ньютона (1) на основі чисельного методу розрахунку з використанням методу розщеплення по фізичним параметрам і координатам [28, 102], методу встановлення по часу з використанням маршової схеми [103], газодинамічного методу характеристик [87, 90, 104] (див. рис. 4–5), перевірка формули (1) шляхом порівняння з льотними даними [5, 62] (рис.3) і приведені вище фізичне обґрунтування вперше дозволили довести справедливість формули (1) для розрахунку статичного тиску на тілах обертання при їх надзвуковому обтіканні в діапазоні значень числа Маха набігаючого потоку $1,5 \leq M_\infty \leq 4,2$. Традиційно формула Ньютона вважалась обґрунтованою для практичного використання при значеннях числа Маха потоку $M_\infty \geq 6,0$ [87]. Отриманий результат всебічного обґрунтування формули Ньютона (1) відкриває нові можливості її використання при створенні економічних («швидких») методик розрахунку опору тертя і теплообміну при проектуванні осесиметричних надзвукових об'єктів в діапазоні зміни величини числа Маха набігаючого потоку $1,5 \leq M_\infty \leq 4,2$, коли на стадіях вибору концепції льотних об'єктів і при розробці їх ескізних проектів потрібен аналіз багатьох варіантів.

Важливим з наукової і практичної точок зору прикладом ефективного використання формули Ньютона (1) є розрахунок температури стінки головних частин ракети «Вікінг-10» [62, 77, 78] при $M_\infty \leq 5,0$, ракетного аерофізичного комплексу типу М-100 [5, 62, 78] при $M_\infty \leq 4,5$ і ракетного аерофізичного комплексу типу «Облако» при $M_\infty \leq 2,0$ [5, 60] для різних режимів обтікання (ламінарного, перехідного, турбулентного). В роботах [10, 11, 42, 43, 56, 62, 73, 74, 78] наводяться економічні методики розрахунку теплообміну і опору тертя на головних частинах ракети «Вікінг-10», ракетних аерофізичних комплексів типу М-100 і «Облако». Для реалізації цих методик розрахунку необхідні надійні дані по подовжньому градієнту тиску $\text{grad } P_x$ на зовнішній границі пристінного пограничного шару. Розподіл тиску на зовнішній границі пограничного шару в концепції Прандтля співпадає з розподілом статичного тиску по довжині обтічної поверхні, так як тиск по вертикальній координаті пограничного шару постійний [32].

В роботах [10, 11, 62, 78] показано, що для умов обтікання головних частин об'єктів

«Вікінг-10» [77], аерофізичних комплексів типу М-100 [5] і «Облако» [5], а також об'єкта ОФ-21 [3] справедливі, по-перше, концепція квазістаціонарності теплообміну, так як число Струхала в рівняннях Нав'є-Стокса складає $Sh \leq 10^{-5} \div 10^{-4}$ [78], по-друге, для розрахунку температури стінки головних частин цих ракетних об'єктів критерій Біо $Bi \leq 10^{-2}$, що дозволило замість системи диференціальних рівнянь пограничного шару або рівнянь Нав'є-Стокса з формулюванням крайової задачі використовувати одне нелінійне диференціальне рівняння балансу тепла на тонкій стінці ($Bi \leq 10^{-2}$) з урахуванням режимів зовнішнього обтікання. Для розрахунку температури стінки головних частин ракети «Вікінг-10» [77] і ракетного аерофізичного комплексу типу М-100 [5] в роботах [10, 62, 78] використано нелінійне диференціальне рівняння

$$\rho_w \cdot c_w \cdot \delta_w \cdot \frac{dT_w}{d\tau} = \alpha \cdot (T_{r,e} - T_w) - \varepsilon_w \cdot \sigma \cdot T_w^4 + \delta_w \cdot \frac{\partial q}{\partial x} \quad (2)$$

Тут ρ_w, c_w, δ_w – щільність, теплоємність та товщина матеріалу стінки; $T_{r,e}$ – температура відновлення, вчислена за параметрами на зовнішній границі прикордонного шару; α – коефіцієнт тепловіддачі за рахунок конвекції при зовнішньому ламінарному або турбулентному обтіканні стінки; доданок $\varepsilon_w \cdot \sigma \cdot T_w^4$ враховує питомий потік тепла випромінюванням від стінки в зовнішнє середовище; ε_w – інтегральна випромінююча властивість стінки; δ – постійна Стефана–Больцмана; T_w – температура стінки; складова $\delta_w \cdot \frac{\partial q}{\partial x}$ враховує в загальному ви-

падку подовжнє перенесення тепла до головної частини від оболонки двигуна РРД ракети «Вікінг-10» [77] і від ступенів двигуна РДТТ до головної частини об'єкта типу М-100 [5]. Розрахунки, приведені в [78] для двох канонічних задач у випадках нагріву напівобмеженого тіла з торця і нагріву тіла з торця по гармонічному закону показали, що подовжнім переносом тепла від оболонок двигуна до головних частин комплексів «Вікінг-10» і М-100 можна нехтувати, тобто в рівнянні (2) складова $\delta_w \cdot \frac{\partial q}{\partial x} = 0$.

Вплив теплової гравітаційної конвекції в бортових відсіках головних частин об'єктів «Вікінг-10» і М-100 на температуру стінки T_w не перевищував (1÷2)%. Охолодження стінки за рахунок теплового випромінювання при зовнішньому обтіканні голов-

них частин комплексів проявляється тільки при значеннях числа Маха потоку $M_\infty \geq 3,0$ і залежить від величини чорноти поверхні ε_w і від температури стінки T_w^4 по закону Стефана-Больцмана $q_{w,rad} = \varepsilon_w \cdot \sigma \cdot T_w^4$ Вт/м², де $q_{w,rad}$ – щільність потоку теплового випромінювання. Максимальна температура стінки головної частини комплексу М-100 складає $T_w = 350^\circ\text{C}$, а на ракеті «Вікінг-10» не перевищувала $T_w = 170^\circ\text{C}$, отже, охолодження випромінюванням на М-100 більш інтенсивне, ніж на об'єкті «Вікінг-10», але його внесок в тепловий стан головної частини М-100 не перевищував 10% при числі Маха потоку $M_\infty = 4,5$.

Коефіцієнт тепловіддачі α механізмом конвекції в рівнянні (2) при зовнішньому обтіканні визначався по співвідношенням для ламінарного і турбулентного пограничних шарів з урахуванням стисливості і неізотермічності [10, 62, 78]. Для ламінарного пограничного шару при наявності ефекта реламінаризації турбулентного шару використані формули, наведено в [25, 78] і реалізовано для льотних умов в [78]. Коефіцієнт тепловіддачі α для турбулентного режиму обтікання головних частин визначався по співвідношенням асимптотичної теорії турбулентного пограничного шару академіків РАН С. С. Кутателадзе і А. І. Леонтьєва [23], підтвердженої на протязі значного часу численними експериментальними даними і справедливої не тільки при значеннях числа Рейнольдса набігаючого потоку $Re \rightarrow \infty$, але і при довільно великих кінцевих його значеннях. В цій теорії відносні закони теплообміну і опору тертя описуються еліптичними інтегралами другого роду з урахуванням різних збуджуючих факторів [23]. Для рішення практичних задач еліптичні інтеграли другого роду апроксимуються за допомогою відносних законів теплообміну і опору тертя конкретно для кожного збудливого чинника (стисливості течії, неізотермічності, вдуву газів через обтічну пористу поверхню, подовжній градієнт тиску). При цьому безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі у вигляді критерія Стантона St_T представляється в [23] у вигляді функціональної залежності

$$St_T = f(St_0 \cdot \psi_M \cdot \psi_t \cdot \psi_B \cdot \psi_f). \quad (3)$$

Тут St_0 – число Стантона в стандартних умовах обтікання плоскої пластини нестискуваним квазіізо-термічним потоком при відсутності збудливих чинників; $\psi_M \cdot \psi_t \cdot \psi_B \cdot \psi_f$ – відносні закони теплообміну, що враховують відповідно один із збудливих

чинників – стисливість, неізотермічність, вдув газів через обтічну пористу поверхню, подовжній градієнт тиску.

При турбулентному обтіканні головних частин з гладкою поверхнею ракети «Вікінг-10» [62, 77, 78] і аерофізичного комплексу типу М-100 [5, 62, 78] враховуються тільки такі збудливі чинники, як стисливість і неізотермічність в надзвуковому турбулентному пограничному шарі за допомогою відповідних відносних законів ψ_M і ψ_t [23]:

$$\psi_M = \left[\frac{\arctg \left\{ M_e \cdot \sqrt{r_T \cdot \frac{k-1}{2}} \right\}}{M_e \cdot \sqrt{r_T \cdot \frac{k-1}{2}}} \right]^2; \quad (4)$$

$$\psi_t = \left[\frac{2}{\sqrt{\frac{T_w}{T_{r,e}} + 1}} \right]^2; \quad r_T = \sqrt[3]{Pr}; \quad k = 1,4. \quad (5)$$

В (4) і (5) $T_{r,e} = T_e \cdot \left(1 + r_T \cdot \frac{k-1}{2} \cdot M_e^2 \right)$ і M_e – відповідно температура відновлення та число Маха, вичислені по параметрам на зовнішній границі пограничного шару з урахуванням подовжнього градієнту тиску $grad P_{x,e}$, визначаємого по формулі Ньютона (1). Число Маха $M_e = \frac{U_e}{a}$, де U_e – швидкість потоку на зовнішній границі пограничного шару, а a – швидкість звуку у набігаючому потоці; T_e – температура на зовнішній границі пограничного шару; T_w – температура обтічної стінки; r_T – коефіцієнт відновлення температури для турбулентного пограничного шару, Pr – число Прандтля; k – показник адіабати.

Безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі у вигляді критерія Стантона для чисел Рейнольдса потоку $Re_{L,\infty} \leq 10^8$ записується у вигляді [23]

$$St_T = St_0 \cdot (\psi_M \cdot \psi_t)^{0,8} \cdot \left(\frac{\mu_w}{\mu_e} \right)^{0,2}, \quad (6)$$

$$St_0 = 0,029 \cdot Re_{x,e}^{-0,2} \cdot Pr^{-0,6}, \quad (7)$$

де $Re_{x,e} = \frac{\rho_e \cdot U_e \cdot X}{\mu_w}$; U_e, ρ_e – відповідно швидкість

та щільність на зовнішній границі пограничного шару, X – подовжня координата; ρ_e розраховується по температурі T_e на зовнішній границі пограничного шару, а U_e визначається з урахуванням подовжнього градієнту тиску $\text{grad } P_{x,e}$; μ_w і μ_e розраховуються відповідно по температурі стінки T_w і по температурі T_e ; складова $\left(\frac{\mu_w}{\mu_e}\right)^{0,2}$ в рівнянні (6)

враховує вплив в'язкого підслою в асимптотичній теорії С. С. Кутателадзе і А. І. Леонтьєва на основі дослідних даних [23].

Таким чином, число Рейнольдса

$$\text{Re}_{x,e} = \frac{\rho_e \cdot U_e \cdot X}{\mu_w} \text{ визначено за параметрами } \mu_e, \rho_e$$

на зовнішній границі турбулентного пограничного шару і також враховує вплив температури стінки T_w на коефіцієнт динамічної в'язкості μ_w . Швидкість U_e на зовнішній границі турбулентного пограничного шару розраховується з урахуванням подовжнього градієнту тиску $\text{grad } P_{x,e}$, що визначається за формулою Ньютона (1). Температура T_e на зовнішній границі турбулентного пограничного шару визначається по ізентропічному співвідношенню [78, 87]

$$T_e = \frac{T_{00}}{1 + \frac{k-1}{2} \cdot M_e^2}, \quad (8)$$

де T_{00} – температура гальмування за стрибком ущільнення на головній частині осесиметричних об'єктів. Число Рейнольдса $\text{Re}_{x,e}$ розраховується по локальним параметрам на зовнішній границі турбулентного пограничного шару з урахуванням подовжнього градієнту тиску, що дозволяє зберегти у відповідності з [23] консервативність закону теплообміну до зміни швидкості U_e вздовж обтічного тіла, наприклад, головних частин ракети «Вікінг-10» [77, 78] і ракетного аерофізичного комплексу типу М-100 [5, 78]. Отже, при любых законах зміни швидкості U_e для чисел Стантона St справедливі співвідношення для плоскої пластини при довільному розподілі теплового потоку вздовж тіла. Таким чином, процедура розрахунку безрозмірного коефіцієнту тепловіддачі зводиться до співвідношень (6) і (7). Коефіцієнт тепловіддачі α_T в диференційному рівнянні (2) розраховується по формулі

$$\alpha_T = \rho_e \cdot u_e \cdot c_{p,e} \cdot St_T, \quad (9)$$

де число Стантона St_T визначається формулами (6) і (7); $\rho_e; u_e; c_{p,e}$ – відповідно для повітря щільність, швидкість і теплоємність при постійному тиску на зовнішній границі надзвукового пристінного турбулентного пограничного шару. Диференційне рівняння (2) розв'язувалось чисельно методом Рунге-Кутта з урахуванням як ламінарного, так і турбулентного режимів обтікання головних частин ракети «Вікінг-10» [77, 78] і аерофізичного комплексу типу М-100 [5, 78]. Співвідношення (6), (7), (9) відповідають стаціонарності теплових процесів. В зв'язку з цим необхідно підкреслити, що при польоті ракети «Вікінг-10» для числа Маха $M_\infty \leq 5,0$ і аерофізичного комплексу типу М-100 при числі Маха $M_\infty \leq 4,5$ справедлива умова квазістаціонарності теплових і газодинамічних процесів, як це показано в роботах [62, 78] і обговорено вище.

У випадку ламінарного режиму обтікання на льотних об'єктах «Вікінг-10» [77, 78] і типу М-100 [5, 78] коефіцієнт тепловіддачі α_e визначається по формулі [78]

$$\alpha_e = St_{\text{л}} \cdot \rho_e \cdot U_e \cdot c_{p,e}, \quad (10)$$

$$\text{де } St_{\text{л}} = \frac{0,574}{\sqrt{\text{Re}_{x,e}}} \cdot \frac{\sqrt{\psi_{\text{л}}}}{\text{Pr}^{\frac{2}{3}}}; \quad \text{Re}_{x,e} = \frac{\rho_e \cdot U_e \cdot X}{\mu_e};$$

$$\psi_{\text{л}} = \psi^{-0,22} \cdot \psi^*^{-0,08};$$

$$\psi = T_w / T_e; \quad \psi^* = T_{r,e} / T_e;$$

$$T_{r,e} = T_e \cdot \left(1 + r_{\text{л}} \cdot \frac{k-1}{2} \cdot M_e^2\right); \quad r_{\text{л}} = \sqrt{\text{Pr}}.$$

Прикладом ефективності формули Ньютона (1) є порівняння розрахункових і льотних даних про температуру стінки головних частин ракети «Вікінг-10» [62, 77, 78] і аерофізичного комплексу типу М-100 [5, 62, 78] при ламінарному і турбулентному режимах надзвукового обтікання для значень чисел Маха польоту по траєкторії $M_\infty \leq 5,0$. Розрахунок температури стінки проводився по рівнянню (2) з використанням формули Ньютона (1) і співвідношень для коефіцієнтів тепловіддачі α_T і $\alpha_{\text{л}}$ (6)÷(10). Формула (1) застосована для визначення розподілу статичного тиску по довжині головних частин об'єктів «Вікінг-10» і типу М-100 з урахуванням їх геометричної конфігурації і, отже, в рамках теорії пограничного шару і статичного тиску на його зовнішній границі, що дозволило розрахувати параметри $U_e, \rho_e, M_e, T_e, T_{r,e}$ і число Рейнольдса

$Re_{x,e}$. На рис. 6, 7 наведено розрахункові і льотні дані по температурі стінки T_w головної частини ракети «Вікінг-10» з двигуном РРД в залежності від часу польоту по траєкторії відповідно для ламінарного і турбулентного режимів обтікання [62, 77, 78]. Для ламінарного режиму (рис.6) відмінність льотних і розрахункових даних не перевищувала 1, 5%, а для турбулентного режиму (рис. 7) складало не більше 4,5% при значеннях числа Маха в польоті $M_\infty \leq 5,0$. Зміна режиму обтікання відбувалася за рахунок установки турбулізатора потоку. При розрахунку температури стінки T_w для турбулентного режиму обтікання враховано ефект реламінаризації турбулентного пограничного шару [62, 78], експериментально встановлений вперше академіком РАН А. І. Леонтєвим в 1952 році при дослідженні теплообміну в соплах і в подальшому широко досліджений експериментально, наприклад в роботах [63-70, 72, 75], а також на основі чисельних методів розрахунків [69, 71, 74].

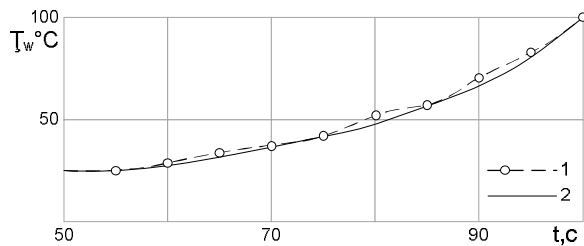


Рис. 6. Зміна температури головної частини ракети «Вікінг-10» по траєкторії для $X=0, 66$ м (ламінарний пограничний шар): 1- льотний експеримент; 2- розрахунок

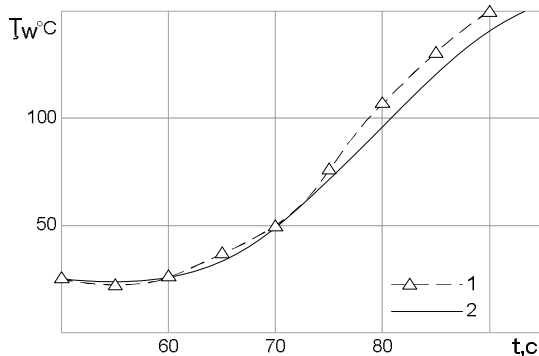


Рис. 7. Зміна температури головної частини ракети «Вікінг-10» по траєкторії для $X=0, 66$ м (турбулентний пограничний шар): 1- льотний експеримент; 2- розрахунок

Газодинамічна картина обтікання головної частини аерофізичного комплексу М-100 з двохступін-

чатим двигуном РДТП більш складна в порівнянні з ракетою «Вікінг-10», більш високий і рівень її аеродинамічного нагріву. Носовий елемент головної частини об'єкта типу М-100 по геометричній формі уявляє собою тіло оживальної форми з малим затупленням, наближене по формі до конусу з кутом при вершині $\theta=52^\circ$. Для такого кута θ при русі по траєкторії існує критичне число Маха $M_\infty^* = 1,5$, що розділяє два газодинамічних режими обтікання. При $M_\infty \leq M_\infty^*$ формується відокремлена від носової частини ударна хвиля, а при $M_\infty > M_\infty^*$ – приєднана ударна хвиля. Обидва режими обтікання враховані в роботах [62, 78] при визначенні таких параметрів на зовнішній границі пристінного пограничного шару, як $U_e, \rho_e, M_e, T_e, T_{r,e}$. Повний тиск за від'єднаною ударною хвилею при числах Маха $M_\infty < M_\infty^*$ визначався по залежностям для прямого стрибка ущільнення при наявності малого притуплення на носовому елементі [62, 78,105]:

$$\frac{P_{0\infty}}{P_{00}} = \left(\frac{2k}{k+1} M_\infty^2 - \frac{k-1}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \left[\frac{(k-1)M_\infty^2 + 2}{(k+1)M_\infty^2} \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (11)$$

Тут $P_{00}, P_{0\infty}$ – повні тиски відповідно за ударною хвилею і перед нею; $k=1, 4$.

Для приєднаної головної ударної хвилі при $M_\infty > M_\infty^*$ тиск гальмування P_{00} визначався по співвідношенням для косоого стрибка ущільнення [105]:

$$\frac{P_{0\infty}}{P_{00}} = \left(\frac{2k}{k+1} \cdot M_\infty^2 \cdot \sin^2 \beta - \frac{k-1}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \times \left[\frac{(k-1) \cdot M_\infty^2 \cdot \sin^2 \beta + 2}{(k+1) \cdot M_\infty^2 \cdot \sin^2 \beta} \right]^{\frac{k}{k-1}}, \quad (12)$$

де β – кут нахилу стрибка; $P_{0\infty}$ – повний тиск перед стрибком ущільнення.

Повний тиск $P_{0\infty}$ перед стрибком ущільнення пов'язаний зі статичним тиском P_∞ перед стрибком наступним співвідношенням [87]:

$$P_{0\infty} = P_\infty \cdot \left(1 + \frac{k-1}{2} \cdot M_\infty^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (13)$$

Значення статичного тиску P_∞ беруться з таблиці стандартної атмосфери з урахуванням траєкторії польоту об'єкта. Величини кута β стрибка ущільнення приведені в номограмах [90] і взяті для не менше 10 значень числа Маха M_∞ з послідовним використанням квадратичної інтерполяції для проміжних значень числа M_∞ на траєкторії польоту. Локальні числа Маха M_e на зовнішній границі пристінного пограничного шару, що формуються за ударною хвилею на осесиметричному тілі, визначаються ізотропічним співвідношенням [87]:

$$\frac{P_e}{P_{00}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{k-1}{2} \cdot M_e^2\right)^{\frac{k}{k-1}}} \quad (14)$$

Статичний тиск P_e в (14) розраховується по формулі Ньютона (1), починаючи зі значення числа Маха $M_\infty = 1,3$.

Справедливість формули Ньютона в діапазоні числа Маха набігаючого потоку $1,5 \leq M_\infty \leq 4,2$ і числа Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 10^8$ була перевірена в льотному експерименті на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100 [5, 62] (рис.3). Аерофізичний комплекс типу М-100 [5, 78] мав більш складні, ніж ракета «Вікінг-10» [77, 78], тип двигуна, теплові, газодинамічні і динамічні характеристики. Розподіл значень числа Рейнольдса $Re_{x,e}$ в часі на траєкторії польоту в різних точках по довжині головної частини М-100 дозволив зробити висновок про можливість реламінаризації (зворотного переходу до ламінарного режиму обтікання) надзвукового турбулентного пограничного шару. В роботах [10, 11, 62, 78] досліджено різні аспекти реламінаризації на головній частині комплексу типу М-100. В [5, 62] ефект реламінаризації надзвукового турбулентного пограничного шару на головній частині М-100, встановлений шляхом порівняння даних по температурі стінки T_w головної частини, отриманих в льотному експерименті [5] і на основі чисельного рішення диференціального рівняння (2), заздалегідь апробованого для умов теплообміну на ракеті «Вікінг-10» (рис.5, 6) при $\delta_w \cdot \frac{\partial q}{\partial x} = 0$, так як подовжній градієнт тепла від оболонки двигуна М-100 до головної частини М-100 був відсутній [78]. Було встановлено, що для часу польоту по траєкторії комплексу типу М-100 з двоступінчатим двигуном твердого палива РДТП $\tau \leq (14 \div 15)$ секунд теплообмін відповідав турбулентному пограничному шару, а при

$\tau > (14 \div 15)$ секунд – квазіламінарному режиму обтікання для 16 точок по довжині головної частини. Моменти часу $\tau = (14 \div 15)$ відповідали початку реламінаризації (зворотного переходу) надзвукового турбулентного пограничного шару.

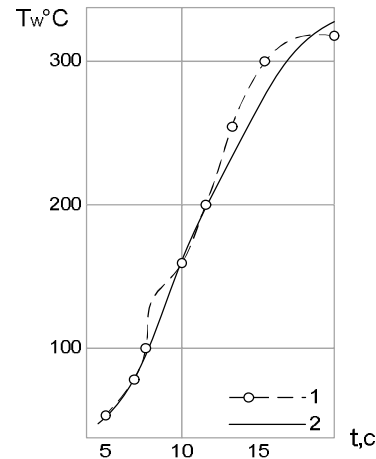


Рис. 8. Зміна температури головної частини метеоракети М-100 по траєкторії для $X=0, 386$ м: 1- льотний експеримент; 2- розрахунок

На рис. 8 для прикладу наводяться результати розрахунку температури стінки головної частини М-100 і дані льотного експерименту в одній з 16 точок по її довжині для подовжньої координати $X = 0, 386$ м з урахуванням ефекту реламінаризації надзвукового турбулентного пограничного шару при $\tau \geq 14$ секунд для значень числа Маха польоту $M_\infty \leq 4,5$. Максимальна відмінність розрахункових і льотних даних по температурі стінки T_w головної частини М-100 не перевищила $\pm 8\%$ для 16 точок по довжині. Значення числа Рейнольдса, при яких наступала реламінаризація на головній частині аеродинамічного комплексу типу М-100, складала $Re_{x,e} = (3 \div 4) \cdot 10^6$.

На ракеті «Вікінг-10» число Рейнольдса початку реламінаризації складало $Re_{x,e} = 0,9 \cdot 10^6$ [62, 78]. Ця відмінність обумовлена більш інтенсивним аеродинамічним нагрівом головної частини аерофізичного комплексу М-100 при польоті з прискоренням $a \leq 32g$ і більш складними газодинамічними умовами обтікання М-100 [5, 62, 78].

Добре співпадання льотних і розрахункових даних по температурі стінки T_w головних частин ракетних аерофізичних комплексів «Вікінг-10» і М-100 [5, 2, 62, 77, 78] з урахуванням того, що при розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі для ламінарного і турбулентного пограничних шарів на цих об'єктах

використовувалась формула Ньютона (1) для розрахунку статичного тиску на обтічних поверхнях при визначенні параметрів $U_e, \rho_e, M_e, T_e, T_{r,e}$ на зовнішній границі пограничних шарів, підтверджує справедливості і ефективності формули Ньютона в діапазонах зміни числа Маха в польоті $1,3 \leq M_\infty \leq 5,0$ і числа Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 10^8$, разом з прямим порівнянням статичного тиску на головній частині комплексу типу М-100, виміряного в його польоті по траєкторії і розрахованого по формулі Ньютона (1) (див. рис. 3).

Ще одним підтвердженням справедливості і ефективності формули Ньютона (1) є результат порівняння даних розрахунку і вимірів в льотних умовах температури стінки головної частини аерофізичного ракетного комплексу «Облако» в польоті по траєкторії при значеннях числа Маха $M_\infty \leq 2,0$, числа Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 2 \cdot 10^7$ і прискорення $a \leq 12g$ [5, 11, 42, 43]. Температура стінки T_w головної частини об'єкта «Облако» вимірювалася за допомогою напівпровідникових діодів КД-522, що мають чутливість 2,5 мВ/град з похибкою 0,5÷1%. Розрахунок температури стінки T_w «Облака» проведено на основі диференційного рівняння, справедливого для методу тонкої стінки, так як критерій Біо $Bi \leq 10^{-2} \div 10^{-1}$ [42, 43, 60]:

$$\rho_w c_w \delta_w \frac{dT_w}{dt} = \left[\alpha_n (1-\gamma) + \alpha_T \gamma \right] \cdot (T_{r,e} - T_w). \quad (15)$$

В (15) γ – коефіцієнт переміжності в пограничному шарі; при $\gamma=0$ має місце ламінарний режим течії, а при $\gamma=1,0$ настає турбулентний режим; α_n , α_T – коефіцієнти тепловіддачі для ламінарного і турбулентного пограничних шарів; $T_{r,e}$ – температура відновлення, обчислена по параметрам на зовнішній границі пограничного шару, відповідно для ламінарного і турбулентного режимів обтікання, ρ_w, c_w, T_w – відповідно щільність, теплоємність і температура стінки.

Диференційне рівняння (15) враховує наявність в пристінному пограничному шарі на головній частині ракетного аерофізичного комплексу типу «Облако» переходу від ламінарної форми течії до турбулентної [60, 91]. В роботах [42, 43, 60] на основі льотних значень температури стінки «Облака», використання кривих стійкості ламінарного пограничного шару [32, 91], порівняння льотних і розрахункових даних температури стінки T_w по рівнянню

(15) встановлено, що на головній частині ракетного комплексу типу «Облако» при польоті по траєкторії відбувається втрата стійкості ламінарного пограничного шару в трьох точках по довжині і на поверхні для часу польоту $\tau \geq (6 \div 7)$ секунд формується перехідний режим течії. Коефіцієнт переміжності γ в рівнянні (15) для перехідного режиму розраховувався по формулі з [43, 60]:

$$\gamma = 1,0 - \exp \left[- \frac{3,507}{A^2} Re_{tr}^{-1,34} \frac{U_e^2 \rho_e^2}{\mu_e^2} \times \left(\frac{\mu_{e,tr}}{U_{e,tr} \rho_{e,tr}} \right)^2 (Re_{x,e}(\tau) - Re_{tr})^2 \right]. \quad (16)$$

Тут $A = 60 + 4,68 \cdot M_e^{1,92}$; τ – час польоту по траєкторії; число Рейнольдса на початку ламінарно-турбулентного переходу $Re_{tr} = Re_{x,e}(\tau_{tr})$; τ_{tr} – момент часу, що відповідає початку переходу до турбулентного режиму обтікання поверхні; $\mu_{e,tr}, U_{e,tr}$ – відповідно динамічний коефіцієнт в'язкості і швидкість потоку на зовнішній границі пристінного пограничного шару для часу польоту $\tau = \tau_{tr}$; ρ_e, U_e – відповідно щільність і швидкість потоку на зовнішній границі пограничного шару.

Формула (16) отримана шляхом перетворення для зміни в часі формули γ з роботи, розвинутої для обтікання затупленого тіла по подовжній координаті на основі теорії турбулентних плям Емонса [83]. При $\gamma \geq 0$ починають формуватися турбулентні плями Емонса на обтічній поверхні, при $\gamma > 0$ плями Емонса збільшуються, при $\gamma=1,0$ плями Емонса зливаються і утворюється турбулентний пристіночний пограничний шар [32].

При розрахунку параметрів $U_e, \rho_e, M_e, T_e, T_{r,e}$ на зовнішній границі пограничного шару на головній частині аерофізичного комплексу типу «Облако» для умов надзвукового польоту по траєкторії для чисел Маха $M_\infty \leq 2,0$ і Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 2 \cdot 10^7$ використовувалась формула Ньютона (1) для визначення статичного тиску на обтічній поверхні і, отже, в рамках концепції пристінного пограничного шару Прандля і на його зовнішній границі. На рис.9 для прикладу наведено дані розрахунку температури стінки T_w по рівнянню (15) з урахуванням ламінарного і перехідного режимів обтікання головної частини аерофізичного комплексу «Облако» [5, 60, 91].

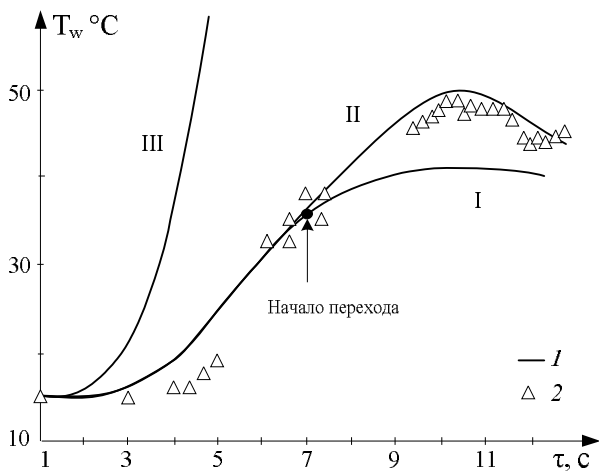


Рис. 9. Порівняння розрахункових і льотних даних по температурі стінки головної частини аерофізичного комплексу «Облако»: I – ламінарний прикордонний шар, II – перехідний режим в прикордонному шарі, III – турбулентний прикордонний шар; $X = 0,4$ м; $\delta_w = 1$ мм; матеріал – сталь 1X18H9T; 1 – розрахунок, 2 – льотний експеримент.

Перехід з часом від ламінарної форми течії до перехідного режиму обтікання головної частини «Облако» на траєкторії польоту для 3^x точок по її довжині складав $\tau = (6 \div 7)$ секунд по траєкторії польоту. На рис. 9 проведено порівняння розрахункових даних (суцільна лінія) і льотних даних (трикутні значки) по температурі стінки з нержавіючої сталі товщиною $\delta_w = 1$ мм головної частини комплексу «Облако» для подовжньої координати $X = 0,4$ і для часу початку переходу від ламінарного режиму обтікання до перехідного при $\tau = 7$ секунд [60, 91]. Прослідковується добре узгодження результатів розрахунку і льотного експерименту.

Ще одним прикладом успішної реалізації формули Ньютона (1) для визначення розподілу тиску на обтічній стінці є результат розрахунку температури поверхні стінки осесиметричного надзвукового об'єкта типу ОФ-21 [3, 106] при польоті його по траєкторії при наявності ламінарного і перехідного режимів обтікання з використанням диференційного рівняння (15) і формули (16) для коефіцієнта переміжності γ по методиці, опробованої для аерофізичного комплексу «Облако» [60, 91] для числа Маха польоту $M_\infty \leq 2,0$. На відміну від «Облако» на поверхні об'єкта типу ОФ-21 [3, 106] встановлена наявність не тільки ламінарного і перехідного обтікання, але і ефект реламінаризації турбулентного пограничного шару на основі зміни з часом коефіцієнта переміжності γ , розрахованого по формулі (16), для часу польоту по траєкторії $\tau \geq 4$ секунди.

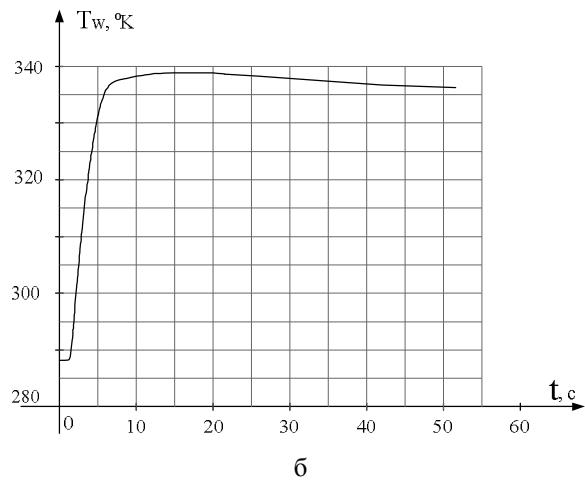
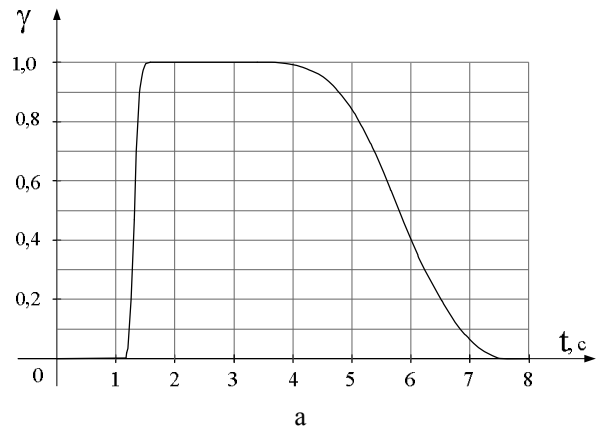


Рис. 10. Результати розрахунків аеродинамічного нагріву поверхні реактивного снаряда типу ОФ-21 на траєкторії польоту в залежності від часу польоту в т. $X = 0,25$ м; $\delta_w = 4$ мм; матеріал – сталь 1X18H9T:
а – зміна коефіцієнта переміжності в зоні ламінарно-турбулентного переходу при $\tau \leq 8$ с.;
б – температура поверхні стінки снаряда

На рис. 10, а видно, що на ділянці траєкторії до часу $\tau = 1,2$ секунди існує ламінарний режим обтікання при $\gamma = 0$, для $\tau = 1,2 \div 1,5$ секунди формувався перехідний режим до $\gamma = 1,0$, для $\tau = 1,5 \div 4$ секунди мала місце турбулентна форма течії в пограничному шарі при значеннях $\gamma = 1,0$ і далі існувала реламінаризація (зворотний перехід) турбулентного пограничного шару для часу польоту $\tau = 4 \div 7,35$ секунд при зміні коефіцієнта переміжності в межах $\gamma = 1,0 \div 0$ [3]. На рис. 10, б приведені дані роботи [3] про зміну температури поверхні льотного об'єкта ОФ-21 [3, 106] при польоті по траєкторії для трьох режимів обтікання. Реламінаризація на об'єкті ОФ-21 [3] (рис. 10, а) відбувалася в зв'язку з різким зменшенням числа Рейнольдса потоку

$Re_{L,\infty}$ в діапазоні часу польоту $\tau = 4 \div 7,35$ секунд [3] також, як і для певного часу польоту по траєкторії ракетних аерофізичних комплексів «Вікінг-10» [62, 78] і М-100 [62, 78]. Виявлений ефект реламінаризації на об'єкті ОФ-21 [3] за допомогою формули (16) для коефіцієнту переміжності γ встановлено вперше в [3]. Цей факт може бути використаний для аналізу можливості ефекта реламінаризації на інших типах надзвукових осесиметричних об'єктів, що летять по траєкторії.

Таким чином, всебічний теоретичний аналіз [62, 78, 102, 103], льотний експеримент на головній частині аерофізичного комплексу М-100 [5, 62] і використання формули Ньютона (1) для визначення подовжнього градієнту тиску в розрахунках температури стінки головних частин аерофізичних комплексів «Вікінг-10» [62, 77, 78], типу М-100 [5, 62, 78] і «Облако» [5, 60, 62, 91] дозволяють зробити важливий висновок про справедливість і ефективність формули Ньютона (1) в діапазоні зміни чисел Маха $1,3 \leq M_\infty \leq 5,0$ і Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 10^7 \div 10^8$, температурного фактора $T_w / T_e \leq 2,5$.

Висновки

1. Вперше проведено теоретичний аналіз формули Ньютона (1) з використанням чисельних методів розрахунку на основі методу розщеплювання академіка Н. Н. Яненко в роботах [28, 102] в околиці носової частини і газодинамічного методу встановлення по часу в [103] по довжині головної частини для осесиметричного об'єкта з кутом носової частини конуса $\theta = 52^0$ при значеннях числа Маха польоту $M_\infty = 3,0$, $M_\infty = 5,0$, і отримано гарну збіжність результатів чисельних розрахунків і розрахунків по формулі Ньютона (1) статичного тиску по всій довжині головної частини об'єкта типу М-100 (див. рис. 1, 2).

2. Отримано гарне узгодження статичного тиску на головній частині об'єкта типу М-100 по результатам чисельного розрахунку на основі газодинамічного методу характеристик, по формулі Ньютона (1) і на основі льотного експерименту [5, 62] (див. рис. 3).

3. В роботі [62] вперше проведено порівняння результатів виміру статичного тиску на головній частині аерофізичного комплексу типу М-100 [5] і розрахунку статичного тиску на головній частині цього об'єкта по формулі Ньютона (1), показано їх гарне узгодження (рис. 3) з похибкою 10% в діапазоні зміни чисел Маха польоту $1,5 \leq M_\infty \leq 4,2$, чи-

сел Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 10^8$ і температурного фактора $T_w / T_e \leq 2,5$ при куті атаки в польоті по траєкторії $\alpha = 0$.

4. Важливим підтвердженням справедливості і ефективності формули Ньютона (1) є гарне співпадання результатів розрахунку температури стінки і льотних експериментів по виміру температури стінки головної частини ракетних аерофізичних комплексів «Вікінг-10» [62, 77], типу М-100 [5, 62] і «Облако» [5, 60], а також об'єкта ОФ-21 [3] з використанням результатів розрахунку подовжнього градієнту статичного тиску $grad P_{x,e}$ при обтіканні головних частин цих об'єктів по формулі Ньютона (1) для визначення коефіцієнтів тепловіддачі для ламінарного і турбулентного пограничних шарів, що входять в диференціальні рівняння (2) і (15).

5. Проведене вперше теоретичне і експериментальне всебічне обґрунтування класичної формули Ньютона (1) для розрахунку статичного тиску на поверхні при надзвуковому обтіканні головних частин ракетних аерофізичних комплексів «Вікінг-10», типу М-100 [5, 62, 77], «Облако» [5, 60], а також об'єкта ОФ-21, дає підставу надійно використовувати формулу Ньютона (1) в економічних («швидких») методиках розрахунку теплообміну і опору тертя в діапазоні зміни чисел Маха $1,3 \leq M_\infty \leq 5,0$ і Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 2 \cdot 10^7 \div 10^8$, температурного фактора $T_w / T_e \leq 2,5$ головних частин осесиметричних льотних об'єктів.

Література

1. *Hypersonic airbreathing missile concepts under study at Langley [Text] / I. L. Hunt, P. I. Jonston, I. M. Cubbage at all // AIAA Paper. – 1982. – № 316. – P. 19.*
2. *Trimpi, R. L. Modern fluid dynamics of supersonic and hypersonic flight [Textm] / R. L. Trimpi // AIAA Paper. – 1980. – № 80–0862 (Техническая информация ЦАГИ. – 1981. – №10. – С. 1–13).*
3. *Павлюченко, А. М. До проблеми розрахунку теплообміну і опору тертя надзвукових осесиметричних об'єктів в умовах працюючих двигунів РДТП за наявності в пристінному прикордонному шарі ламінарно-турбулентного переходу, ефекту стисловості і неізотермічності [Текст] / А. М. Павлюченко, О. М. Шуйко // Системи озброєння і військова техніка. – Харків : ХУПС, 2013. – № 4(36). – С. 107–121.*
4. *Conceptual study of hypersonic airbreathing missiles [Text] / I. L. Hunt, P. L. Lawing, D. C. Marcum at all // AIAA Paper. – 1978. – №6. – P. 1–14 (ЭИ «Астронавтика и ракетодинамика». – 1979. – №4. – С. 1–26).*

5. Павлюченко, А. М. Летные измерения температуры и давления на спасаемых головных частях метеорокетов типа М-100 и "Облако" [Текст] / А. М. Павлюченко, О. А. Брагин, А. А. Тютин // Изв. СО АН СССР. – Сер. техн. наук. – № 3. – Вып. 1. – С. 46–54.
6. Павлюченко, А. М. Исследование аэрофизических и динамических характеристик на летном осесимметричном комплексе с головной частью многократного использования [Текст] / А. М. Павлюченко, О. А. Брагин // Сиб. физ.-техн. журн. – 1992. – Вып. 1. – С. 66.
7. Павлюченко, А. М. Аэрофизические эксперименты на метеорокете типа М-100 в условиях отрыва турбулентного пограничного слоя перед ступенькой [Текст] / А. М. Павлюченко, О. А. Брагин, Г. А. Тучков // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. – Вып. 2. – № 7. – 1987. – С. 71–79.
8. Павлюченко, А. М. Теплообмен на метеорокете типа "Облако" при наличии отрыва пограничного слоя [Текст] / А. М. Павлюченко, А. А. Тютин, А. В. Кораблев // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. – 1984. – Вып. 1, № 4. – С. 52.
9. Erlich, E. Probing in Flight the Boundary Layer of the Supersonic Airplane Mirage-IV [Text] / E. Erlich // La Rech. Aerospacial. – 1968. – № 122. – P. 11.
10. Pavluchenko, A. M. Heat Transfer, Skin Friction and Aerophysical Characteristics of Nose Cones Turbulent Boundary Layer [Text] / A. M. Pavluchenko // Heat Transfer Soviet Research. – 1993. – V. 25, № 3. – P. 329.
11. Laminar-Turbulent Transition. Relaminarization, Separated Flows, Interaction of Transition and Separation on Rocket Cones Two Types in a Trajectory Flight at $Re_L \infty \leq 10^8$, $M\infty \leq 4.5$, $a \leq 32g$ [Text] / A. M. Pavluchenko, O. A. Bragin, A. A. Tyutin, A. V. Popkov // Proc. of Int. Conf. Meth. Aerophys. Research. Pt. III. – Novosibirsk : Inst. of Theor. and Appl. Mechanics Siberian Branch of the Russia Academy of Sci. – 1998. – P. 213.
12. Исследование обтекания крыла самолета в полете и в аэродинамической трубе [Текст] / Ю. А. Герасимов, В. С. Грачев, И. С. Кабуров и др. // Ученые записки ЦАГИ. – Т. 13. – 1982. – № 3. – С. 1–11.
13. Липатов, И. И. Возмущенное течение в пограничном слое при локальном нестационарном нагреве поверхности [Текст] / И. И. Липатов // Изв. РАН. МЖГ. – 2006. – № 5. – С. 19.
14. Зоби, Э. В. Анализ полученных во втором полете КЛАМИ «Спейс Шаттл» экспериментальных данных по тепловым потокам и переходу от ламинарного к турбулентному пограничному слою [Текст] / Э. В. Зоби // Аэрокосмическая техника. – 1984. – Т. 2, № 3. – С. 110–118.
15. Krieger, R. J. Summary of design and performance characteristics of aerodynamic configured missiles [Text] / R. J. Krieger // AIAA Paper. – 1981. – № 286 – 9 p.
16. Трокмортон, Д. А. Анализ результатов измерений тепловых потоков на подветренной стороне орбитального спускаемого корабля [Текст] / Д. А. Трокмортон, Э. В. Зоби // Аэрокосмическая техника. – 1984. – Т. 2, № 11. – С. 51–58.
17. Пакет программ для научных исследований в области аэродинамики и гидродинамики [Текст] / Б. П. Колобов, Б. Г. Кузнецов, А. Н. Попков и др. // Вопросы разработки и эксплуатации пакетов прикладных программ. – Новосибирск : Изд-во ИТПМ СО АН СССР, 1981. – С. 3–32.
18. Аэродинамика ракет. Кн. 2. Методы аэродинамического расчета [Текст] // ред. М. Хемли, Дж. Нилсен. – М. : Мир. – 1989. – 510 с.
19. Чэпмен, Д. Р. Вычислительная аэродинамика и перспективы ее развития [Текст] / Д. Р. Чэпмен // Ракетная техника и космонавтика. – 1980. – Т. 18, № 2. – С. 3–32.
20. Кутлер, П. Перспективы развития теоретической и прикладной вычислительной аэродинамики [Текст] / П. Кутлер // Аэрокосмическая техника. – 1985. – Т. 3, № 8. – С. 11–29.
21. Нейланд, В. Я. К теории взаимодействия гиперзвукового потока с пограничным слоем для отрывных двумерных и пространственных течений [Текст] / В. Я. Нейланд // Ученые записки ЦАГИ. – 1974. – № 2. – С. 82.
22. Турбулентное течение в пограничном слое. Часть 2: Расчетные и экспериментальные исследования (по материалам иностранной печати) [Текст] / Обзоры. Переводы. Рефераты // ОНТИ ЦАГИ. – № 575. – 1980. – 187 с.
23. Кутателадзе, С. С. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое [Текст] / С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. – М. : Энергия, 1985. – 319 с.
24. Авдеевский, В. С. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике [Текст] / В. С. Авдеевский, Б. П. Галицкий, Г. А. Глебов. – М. : Машиностроение, 1975. – 362 с.
25. Кутателадзе, С. С. Основы теории теплообмена [Текст] / С. С. Кутателадзе. – М. : Атомиздат. – 1979. – 416 с.
26. Лапин, Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа [Текст] / Ю. В. Лапин. – М. : Наука, 1982. – 312 с.
27. Темам, Р. Уравнения Навье-Стокса. Теория и численный анализ [Текст] / Р. Темам. – М. : Мир, 1981. – 408 с.
28. Ковеня, В. М. Метод расщепления в задачах газовой динамики [Текст] / В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко. – Новосибирск : Наука, 1981. – 304 с.
29. Дорренс, У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа [Текст] / У. Х. Дорренс. – М. : Мир, 1966. – 439 с.
30. Решетко, Э. Устойчивость ламинарного пограничного слоя и его переход в турбулентный [Текст] / Э. Решетко // Вихревые движения жидкостей. – М. : Мир, 1979. – С. 11–57.
31. Струминский, В. В. К нелинейной теории

- развития аэродинамических возмущений [Текст] / В. В. Струминский // ДАН СССР. – 1963. – Т. 153, № 3. – С. 547.
32. Шлихтинг, Г. Теория пограничного слоя [Текст] / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1969. – 742 с.
33. Яненко, Н. Н. Инвариантные критерии устойчивости течений сжимаемой жидкости [Текст] / Н. Н. Яненко, С. А. Гапонов // ДАН СССР. – 1981. – Т. 259, № 5. – С. 1056–1059.
34. Кендолл, Дж. Экспериментальное исследование процесса перехода к турбулентному режиму в сверхзвуковом и гиперзвуковом пограничных слоях [Текст] / Дж. Кендолл // Ракетная техника и космонавтика. – 1975. – Т. 13, № 3. – С. 47.
35. Характеристики турбулентных отрывных течений на пористой поверхности в условиях вдува [Текст] / А. И. Леонтьев, В. М. Епифанов, А. М. Павлюченко, А. В. Пашутов // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. – 1989. – Вып. 5. – С. 50-56.
36. Трокмортон, Д. А. Нагрев наветренной стороны крыла орбитальной ступени, обусловленный взаимодействием скачков уплотнения [Текст] / Д. А. Трокмортон, Л. К. Хартунг // Аэрокосмическая техника. – 1986. – Т. 2, № 9. – С. 34.
37. О величине критического параметра проницаемости в сверхзвуковом градиентном потоке [Текст] / В. М. Епифанов, А. И. Леонтьев, А. М. Павлюченко и др. // Теплофизика высоких температур. – 1985. – Т. 23, № 2. – С. 336-339.
38. Коркеги, Р. Обзор взаимодействий с вязкими течениями при полетах с большими числами Маха [Текст] / Р. Коркеги // Ракетная техника и космонавтика. – 1971. – Т. 9, № 5. – С. 3.
39. Supersonic Turbulent Separated Flows of Three Types on Porous Surface Under Air Injection [Text] / A. I. Leontyev, V. M. Epifanov, A. M. Pavlyuchenko et al. // Труды Международного IUTAM Симпозиума. Новосибирск, июль 9-13. – Новосибирск: Изд. Springer-Verlag, 1990. – P. 485-492.
40. Bogolepov, V. V. Asymptotic Analysis of the Development of Gortler Vortices in a Fluid Boundary Layer Near a Concave Surface [Text] / V. V. Bogolepov, I. I. Lipatov // Труды Международного IUTAM Симпозиума. Новосибирск, июль 9-13. – Новосибирск: Изд. Springer-Verlag, 1990. – P. 732-728.
41. Нарасимха, Р. Обратный переход в сверхзвуковом потоке, расширяющемся около угловой точки [Текст] / Р. Нарасимха, П. Р. Висванатх // Ракетная техника и космонавтика. – 1975. – Т. 13, № 5. – 194 с.
42. Павлюченко, А. М. Об эффективности теории пятен Эммонса в зоне ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковых пограничных слоях при наличии теплообмена и пористого отоса [Текст] / А. М. Павлюченко. – Новосибирск: Препринт – ИТПМ СО РАН, 1992. – № 20-92. – 35 с.
43. Леонтьев, А. И. К обобщению модели турбулентных пятен Эммонса для области ламинарно-турбулентного перехода при наличии тепло-и массообмена в летных и наземных условиях [Текст] / А. И. Леонтьев, А. М. Павлюченко // Теплофизика и аэромеханика. – 1997. – Т. 4, № 4. – С. 353.
44. Мур, Д. Р. Экспериментальные исследования сжимаемого турбулентного пограничного слоя при очень больших числах Рейнольдса [Текст] / Д. Р. Мур, Дж. Харкнесс // Ракетная техника и космонавтика. – 1965. – Т. 3, № 4. – С. 70.
45. Харченко, В. Н. Экспериментальные исследования сопротивления трения в сжимаемом турбулентном пограничном слое на проницаемой поверхности [Текст] / В. Н. Харченко // Труды ЦАГИ. – 1970. – Вып. 1175. – С. 230-233.
46. Исследование теплообмена и турбулентности в сжимаемых отрывных течениях [Текст] / А. А. Желтоводов, Е. Г. Зауличный, В. М. Трофимов и др. – Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР – Препринт. – 1987. – № 22-87. – 47 с.
47. Бражко, В. Н. Исследование теплообмена на телах конической формы при больших сверхзвуковых скоростях [Текст] / В. Н. Бражко, Г. Г. Нерсесов, Н. Н. Шкирин // Ученые записки ЦАГИ. – 1985. – № 5. – С. 85.
48. 3-D shock wave-turbulent boundary Layer interactions generated by a single fin [Text] / D. D. Knight, C. C. Horstman, G. S. Settles, A. A. Zheltovodov. – Новосибирск: Препринт – ИТПМ СО АН СССР, 1993. – № 1-93. – 23 с.
49. Derunov, E. K. Development of three-dimensional turbulent separation in the neighborhood of incident crossing shock waves [Text] / E. K. Derunov, A. A. Zheltovodov, A. I. Maksimov // Thermophysics and Aeromechanics. – 2008. – Vol. 15, № 1. – P. 29-54.
50. Loginov, M. S. Large-eddy simulation of shock-wave turbulent-boundary-layer interaction [Text] / M. S. Loginov, N. A. Adams, A. A. Zheltovodov // Fluid Mechanics – 2006. – Vol. 565. – P. 135-169.
51. Желтоводов, А. А. Исследование воздействия локализованного энергоподвода на взаимодействие продольного вихря с косым скачком уплотнения [Текст] / А. А. Желтоводов, Е. А. Пимонов // Теплофизика и Аэромеханика. – 2005. – Т. 12, № 4. – С. 553-573.
52. Экспериментальные исследования сверхзвукового обтекания препятствия при энергоподводе в невозмущенный поток [Текст] / В. Ю. Борзов, В. М. Михайлов, И. В. Рыбка и др. // Инж. – физ. журн. – 1994. – Т. 66, № 5. – С. 515-520.
53. Structure of supersonic flow past a sharp fin [Text] / D. Knight, C. Horstman, B. Shapey, S. Bogdonoff // AIAA Journ. – 1987. – Vol. 25, № 10. – P. 1331-1337.
54. Экспериментальные исследования перехода в пограничном слое на затупленных конусах при сверхзвуковом обтекании [Текст] / В. Н. Бражко, А. В. Ваганов, Н. А. Ковалева, И. И. Липатов, А. С. Скуратов и др. // Ученые записки ЦАГИ. – 2008. – Т. 39, Вып. 4. – С. 70.
55. ЭВМ в аэродинамическом эксперименте [Текст] / Дж. Д. Уайтфилд, С. П. Пейт, У. Ф. Кимзи и др.; ред. С. Дж. Рубин // ЭВМ в аэродинамике.

– М. : Машиностроение. – 1982. – С. 91.

56. Численный расчет аэрофизических характеристик сверхзвуковых осесимметричных объектов с использованием летных данных в граничных условиях [Текст] / А. М. Павлюченко, Е. М. Максимова, А. Н. Попков и др. // Моделирование в механике. – 1990. – Т. 4(21), № 1. – С. 136.

57. Пейт, С. Р. Влияние излучения аэродинамического шума на переход в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах [Текст] / С. Р. Пейт, С. Дж. Шюлер // Ракетная техника и космонавтика. – 1969. – Т. 7, № 3. – С. 80.

58. Штейнхер, Дж. Замечания о масштабных эффектах [Текст] / Дж. Штейнхер // Переводы ОНТИ ЦАГИ. – 1980. – № 543. – С. 23.

59. Блэкуэлл, Дж. Масштабные эффекты на сверхкритических профилях [Текст] / Дж. Блэкуэлл // Переводы ОНТИ ЦАГИ. – 1980. – № 572. – С. 24.

60. Леонтьев, А. И. Ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковых пограничных слоях на летном осесимметричном аэрофизическом комплексе и на модели в аэродинамической трубе при наличии теплообмена и отсоса воздуха [Текст] / А. И. Леонтьев, А. М. Павлюченко // Теплофизика высоких температур. – 2008. – Т. 46, № 4. – С. 596–622.

61. Beckwith, I. E. A Survey of NASA Langley studies on high-speed transition and the quiet tunnel [Text] / I. E. Beckwith, M. H. Bertram // NASA-TM-X-2566. – 1972. – P. 67.

62. Леонтьев, А. И. К проблеме реламинаризации сверхзвуковых турбулентных пограничных слоев на осесимметричных телах в летных условиях при наличии теплообмена [Текст] / А. И. Леонтьев, А. М. Павлюченко // Теплофизика высоких температур. – 2004. – Т. 42, № 5. – С. 725–739.

63. Launder, B. E. Laminarization of the Turbulent Boundary Layer in Severe Acceleration [Text] / B. E. Launder // Trans. of ASME. – 1964. – Ser. C, Vol. 31. – C. 1-26.

64. Дейч, М. Е. Исследование перехода турбулентного пограничного слоя в ламинарный [Текст] / М. Е. Дейч, Л. Я. Лазарев // ИФЖ. – 1964. – Т. 7, № 4. – С. 18.

65. Patel, V. C. Reversion of Turbulent to Laminar Flow [Text] / V. C. Patel, M. R. Head // Journ. of Fluid Mechanics. – 1968. – V. 34, Pt. 2. – P. 371.

66. Романенко, Н. П. Исследование сопротивления трения и теплообмена при турбулентном течении воздуха в каналах с продольным градиентом давления [Текст] / Н. П. Романенко, А. И. Леонтьев, А. Н. Обливин // ПМТФ. – 1961. – № 5. – С. 16.

67. Бэк, Л. Х. Ламинаризация турбулентного пограничного слоя при течи в сопле [Текст] / Л. Х. Бэк, П. Ф. Мэсье, Р. Ф. Каффел // Ракетная техника и космонавтика. – 1969. – Т. 7, № 4. – С. 194.

68. Кун, К. В. переход от турбулентного режима к ламинарному для течения со значительным изменением физических свойств [Текст] / К. В. Кун,

Х. К. Перкинс // Теплопередача. – 1970. – Ser. C, № 3. – С. 198.

69. Исследование пульсационной структуры теплового турбулентного пограничного слоя в условиях ламинаризации потока [Текст] / А. И. Леонтьев, Е. В. Шишов, В. Н. Афанасьев, В. П. Заблоцкий // Труды Всесоюзной конференции по тепло-и массообмену «Тепломассообмен –IV». – Т. 1, Ч. II. – Минск, 1980. – С. 136.

70. Кресковский, Дж. П. Применение общей теории пограничного слоя к исследованию развития турбулентных пограничных слоев под влиянием больших отрицательных градиентов давления [Текст] / Дж. П. Кресковский, С. Дж. Шампрот, Х. Макдональд // Теоретические основы инженерных расчетов. – 1975. – Сер. D, № 2. – С. 178.

71. Зубков, В. Г. Численное исследование эффектов ламинаризации в турбулентных пограничных слоях ускоренных течений [Текст] / В. Г. Зубков // ПМТФ. – 1985. – № 2. – С. 71.

72. Сергиенко, А. А. Переход турбулентного пограничного слоя в ламинарный [Текст] / А. А. Сергиенко, В. К. Грецов // ДАН СССР. – 1959. – Т. 125, № 4. – С. 746.

73. Leontjev, A. I. Gradient Criteria of Transition, Relaminarization and Friction Drag in Supersonic Boundary Layers in Flying Objects at Heat Transfer [Text] / A. I. Leontjev, A. M. Pavluchenko // Proc. of the 10-th Int. Heat Transfer Conf. Brighton. – 1994. – V. 3. – P. 41.

74. Солотчин, А. В. Учет влияния реламинаризации турбулентного пограничного слоя при расчете сопротивления трения в потоке с отрицательным продольным градиентом давления [Текст] / А. В. Солотчин, А. М. Павлюченко // Теплофизика и аэромеханика. – 2000. – Т. 7, № 4. – С. 481–487.

75. Blackwelder, F. Large-scale motion of a turbulent boundary layer during relaminarization [Text] / F. Blackwelder, S. G. Kovasznu // Journ. of Fluid Mechanics. – 1972. – Vol. 53, Pt. 1. – P. 61-83.

76. Репик, Е. У. Экспериментальное исследование структуры турбулентного пограничного слоя при наличии продольного градиента давления [Текст] / Е. У. Репик // Труды ЦАГИ. – 1970. – Вып. 1218. – С. 19-38.

77. Снодграсс, Р. Б. Полетные испытания по определению аэродинамического нагрева и точки перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на носовой конической части ракеты “Викинг-10” [Текст] / Р. Б. Снодграсс // Вопросы ракетной техники. – 1957. – № 1. – С. 28.

78. Максимова, Е. М. Сравнение расчетных и летных данных по теплообмену для осесимметричных тел, движущихся по траектории при $M_\infty \leq 5,0$ [Текст] / Е. М. Максимова, А. М. Павлюченко // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. – 1982. – Вып. 3, № 13. – С. 40.

79. Emmons, H. W. The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer [Text] / H. W. Emmons, A. E. Bryson // Proc. Ist. U. S. Nat. Conf. Theor. and

Appl. Mech., Amer. Soc. Mech. Eng. N.Y. –1951. – № 4. – P. 859.

80. Emmons, H. W. *The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer [Text] / H. W. Emmons // Part I. Journal of the Aeronautical Sciences.* –1951. –V. 18, № 6. – P. 490.

81. Shubauer, G. B. *Contributions on the Mechanics of Boundary Layer Transition [Text] / G. B. Shubauer, P. S. Klebanoff // NASA Tech. Note.* –1955. – № 3489. – P. 31.

82. Elder, I. *An Experimental Investigation of Turbulent Spots and Breakdown to Turbulence [Text] / I. Elder // Journal Fluid Mech.* –1960. – V. 9. – С. 253.

83. Chen, K. K. *Extension of Emmons Spot Theory to flow on Blunt Bodies [Text] / K. K. Chen, N. A. Thyson // AIAA Journal.* –1971. – V. 9, № 5. – P. 821.

84. Козлов, В. В. *Возникновение и развитие возмущений в пограничном слое [Текст] / В. В. Козлов, В. Я. Левченко // Методы механики сплошной среды.* – Н-ск, 1979. – С. 5.

85. Желтухин, Н. А. *Научные проблемы создания летного научно-исследовательского аэрофизического комплекса [Текст] / Н. А. Желтухин, А. М. Павлюченко // В сб. «Прикладная аэрогазодинамика и тепловые процессы».* – Новосибирск : Изд-во ИТПМ СО АН СССР. – 1980. – С. 3–32.

86. Bercowitz, A. M. *Boundary Layer Transition Flight Test Observations [Text] / A. M. Bercowitz, C. L. Kyrriss, A. Martelluci // AIAA Paper.* – 1975. – P. 77.

87. Абрамович, Г. Н. *Прикладная газовая динамика [Текст] / Г. Н. Абрамович.* – М. : Наука, 1976. – 888 с.

88. Себиси, Т. *Конвективный теплообмен [Текст] / Т. Себиси, П. Брэдиоу.* – М. : Мир, 1978. – 590 с.

89. Струминский, В. В. *Аэродинамика и молекулярная газовая динамика [Текст] / В. В. Струминский.* – М. : Наука, 1985. – 240 с.

90. Краснов, Н. Ф. *Аэродинамика [Текст] / Н. Ф. Краснов.* – М. : Высшая школа, 1980. – 416 с.

91. Павлюченко, А. М. *Численный метод обработки летного теплового эксперимента на метеорокете типа "Облако" с учетом теории турбулентных пятен Эммонса [Текст] / А. М. Павлюченко, Е. М. Максимова // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.* –1983. – Вып. 2, № 8. – С. 27–35.

92. Павлюченко, А. М. *Градиентные критерии устойчивости, перехода и реламинаризации сверхзвуковых пристеночных пограничных слоев для летных условий обтекания головных частей осесимметричных аэрофизических комплексов типа М-100 и "Облако" [Текст] / А. М. Павлюченко, Е. М. Максимова, А. Н. Поиков // Препринт № 7–95.* – Новосибирск : Ин-т теор. и прикл. механики СО РАН, 1995. – 30 с.

93. Гапонов, С. А. *Развитие возмущений в сжимаемых потоках [Текст] / С. А. Гапонов, А. А. Маслов.* – Новосибирск : Наука, 1980. – 144 с.

94. Жигулев, В. Н. *Возникновение турбулентности [Текст] / В. Н. Жигулев, А. А. Тумин.* – Новосибирск : Наука, 1987. – 282 с.

95. Качанов, Ю. С. *Возникновение турбулентности в пограничном слое [Текст] / Ю. С. Качанов, В. В. Козлов, В. Я. Левченко.* – Новосибирск : Наука, 1982. – 282 с.

96. Гозиш, Л. В. *Турбулентные отрывные течения [Текст] / Л. В. Гозиш, Г. Ю. Степанов.* – М. : Наука, 1979. – 368 с.

97. Асимптотическая теория отрывных течений [Текст] / В. В. Сычев, А. И. Рубан, В. В. Сычев, Г. Л. Королев. – М. : Наука, 1987. – 256 с.

98. Чжен, П. *Отрывные течения [Текст] / П. Чжен.* – М. : Мир. – Т.3. – 333 с.

99. Ермолаев, И. К. *Экспериментальное исследование теплообмена при взаимодействии скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на проницаемой поверхности прямоугольного канала [Текст] / И. К. Ермолаев, В. В. Кузнецов, А. И. Леонтьев // Теплофизика высоких температур.* – 1983. – Т. 21. – С. 107–113.

100. Харченко, В. Н. *Влияние вдува газа на отрыв пограничного слоя и теплообмен в зоне отрыва перед щитком на конусе [Текст] / В. Н. Харченко // Труды ЦАГИ.* – 1970. – Вып. 1175. – С. 234.

101. Альцнер, Е. *Взаимодействие скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем при вдуве и без вдува [Текст] / Е. Альцнер, В. Заккей // Ракетная техника и космонавтика.* – 1971. – Т. 9, № 9. – С. 129–138.

102. Тарнавский, Г. А. *К расчету обтекания заостренных тел с отошедшим и присоединенным скачком уплотнения [Текст] / Г. А. Тарнавский // Препринт № 9.* – Новосибирск : ИТПМ СО АН СССР, 1980. – 25 с.

103. Шашкин, А. П. *Об одной схеме численного расчета невязких газодинамических течений [Текст] / А. П. Шашкин, В. Ф. Волков // В. кн. : Задачи обтекания пространственных конфигураций.* – Новосибирск. – 1978. – С. 40.

104. Складова опору тиску аеродинамічного коефіцієнту лобового опору артилерійського снаряда [Текст] / О. М. Шийко, П. В. Полениця, І. В. Коплик та ін. // Системи озброєння і військова техніка. – Харків : ХУПС. – 2010. – № 1. – С. 108–117.

105. Карафоли, Е. *Аэродинамика больших скоростей [Текст] / Е. Карафоли.* – М. : Наука, 1960. – 739 с.

106. *Таблицы стрельбы осколочно-фугасными реактивными снарядами М-210Ф [Текст].* – М. : Военное издательство министерства обороны СССР, 1975. – 96 с.

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЫ НЬЮТОНА
И ПРОВЕРКА ЕЁ В ЛЕТНЫХ УСЛОВИЯХ ОБТЕКАНИЯ ГОЛОВНЫХ ЧАСТЕЙ РЯДА
АЭРОФИЗИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ ДЛЯ ЧИСЕЛ МАХА $M_\infty \leq 5.0$ И РЕЙНОЛЬДСА $Re_{L,\infty} \leq 10^8$**

А. М. Павлюченко, А. Н. Шийко

В статье представлены результаты комплексного обоснования газодинамической формулы Ньютона, достаточно широко используемой для расчета давления на поверхностях гиперзвуковых летных объектов. Обоснование базируется на теоретических методах и результатах летных экспериментов, проведенных при помощи трех типов ракетных аэрофизических комплексов. Проведено непосредственное сравнение данных летного эксперимента о давлении на поверхности головной части аэрофизического комплекса типа М-100 в диапазоне чисел Маха потока $1, 4 \leq M_\infty \leq 4.2$, Рейнольдса $Re_{L,\infty} \leq 10^8$ с расчетами давления по формуле Ньютона, и на основе метода конических течений и характеристик показано их достаточно хорошее согласование. Сравнение давления, рассчитанного по формуле Ньютона для головной части аэрофизического комплекса типа М-100, с численными расчетами давления по методу расщепления в окрестности носовой части и на основной длине головной части комплекса по маршевой схеме метода установления по времени, также показало хорошее согласование. Использование метода Ньютона для расчета продольного градиента давления при определении коэффициентов теплоотдачи и температуры стенки ракетных комплексов трех типов продемонстрировало эффективность формулы Ньютона.

Ключевые слова: формула Ньютона, статическое давление на обтекаемой поверхности, пограничный слой, числа Маха, числа Рейнольдса, масштабные эффекты, аэрофизический комплекс, летный эксперимент.

**THEORETICAL GROUNDING OF NEWTON GASES DYNAMICS FORMULA AND ITS STREAMLINE
TESTING OF THE HEAD PARTS OF AEROPHYSICAL COMPLEXESES IN THE FLIGHT
CONDITIONS FOR MAX NUMBER $M_\infty \leq 5.0$ AND $Re_{L,\infty} \leq 10^8$**

A. M. Pavliuchenko, O. M. Shyiko

The results of the complex grounding of the Newton gases dynamics formula are submitted in the article. This formula is widely used for the calculation of the pressure on the surface of hypersonic flying objects. The grounding is based on the theoretical methods and on the results of flight tests which were held with the help of three types of rocket and aerophysical complexes. The comparison of the testing results concerning the pressure on the surface of the head part of aerophysical complex rank M-100 in the range of Mah number $1, 4 \leq M_\infty \leq 4.2$, Reynolds number $Re_{L,\infty} \leq 10^8$ with the pressure calculation due to the Newton formula and on the basis of the method of the conic flows and characteristics is carried out. The pressure comparison, which was calculated using the Newton formula for the main parts of aerophysical complex rank M-100, with the pressure numerical calculation on the basis of method of splitting on the surface of the forward part of the aircraft and on the main length of the aerophysical complex due to the march circuit of the method of time determination has shown a good coordination.

Key words: formula of Newton, static pressure on the streamlined surface, frontier layer, numbers of Max, number of Reynolds, scale effects, aerophysical complex, flying experiment.

Павлюченко Анатолій Михайлович – д-р техн. наук, професор, академік Російської Академії природних наук, професор каф. «Електротехнічні системи в АПК та фізика», Сумський національний аграрний університет, Суми, Україна.

Шийко Олександр Миколайович – канд. техн. наук, доцент, провідний науковий співробітник, Сумська філія ЦНДІ ОБТ ЗС України, Суми, Україна, e-mail: shiykoa@mail.ru.