

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ЗАДАЧ ДИНАМИКИ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Приведены результаты численного моделирования трехмерного обтекания тел различной геометрической формы потоком разреженного газа. Рассматриваются стационарные задачи решения уравнения Больцмана с помощью метода пробных частиц. Проведено сравнение с теоретическими и экспериментальными данными для осесимметричных задач. Акцентируется внимание на трехмерном обтекании некоторых космических аппаратов при их входе в атмосферу Земли.

Наведено результати чисельного моделювання тривимірною обтікання тіл різної геометричної форми потоком розрідженого газу. Розглядаються стаціонарні задачі рішення рівняння Больцмана за допомогою методу пробних часток. Проведено порівняння з теоретичними й експериментальними даними для вісесиметричних задач. Акцентується увага на тривимірному обтіканні деяких космічних апаратів при їхньому вході в атмосферу Землі.

A numerical simulation of a three-dimensional rarefied gas flow near the bodies of various configurations is presented. Stationary problems of solution of the Boltzmann equation are considered using the trial-particle method (TPM). The obtained results are compared with theoretical and experimental data for the axially symmetric problems. Much attention is given to a three-dimensional flow near some space vehicles entering the Earth atmosphere.

Введение. Развиваемый в данной работе метод пробных частиц (МПЧ) является разновидностью статистических методов решения уравнения Больцмана в стационарной постановке. В данной постановке были решены различные одномерные и двумерные (осесимметричные) задачи дозвуковой и сверхзвуковой газовой динамики: обтекание поперечного цилиндра [1], пластины бесконечного размаха [2, 3], клина [4], конуса [5], сферы и вытянутого вдоль потока цилиндра [6]. Более сложным является обтекание пространственных тел произвольной формы. Течение в этом случае является трехмерным, что существенно усложняет алгоритм МПЧ и требует больших вычислительных ресурсов.

Особенности реализации численных алгоритмов для расчета трехмерных задач динамики разреженного газа. Промежуточная область обтекания тел сверхзвуковым потоком разреженного газа до настоящего времени является наименее исследованной. Строгое теоретическое обоснование таких течений может быть выполнено на основе кинетической теории с использованием уравнения Больцмана и вытекающего из него одного из приближений (уравнения Навье–Стокса). Несмотря на многочисленные публикации, наиболее существенные результаты получены только для простейших случаев обтекания с использованием различных упрощений.

Среди численных методов, применяемых к решению кинетических уравнений Больцмана, наибольшее развитие получил метод прямого статистического моделирования Монте-Карло [7, 8], где столкновения частиц в каждой ячейке на временном шаге dt проводятся перебором всех пар, а вероятность столкновения пары определяется соотношением $\rho = \sigma(g)gdt/\omega$, где $\sigma(g)$ – полное сечение взаимодействия, g – относительная скорость, ω – объем ячейки. Применение этого варианта метода позволяет выполнять расчеты с минимальным числом моделирующих частиц.

Метод случайных блужданий пробных молекул на фоне полевых получил обоснование в рамках общей теории методов Монте-Карло [9]. В настоящей работе используется одна из модификаций этого метода – МПЧ

применительно к расчету стационарных аэродинамических характеристик тел сложной формы. В рамках трехмерной задачи МПЧ вокруг обтекаемого тела выделяется расчетная область Ω в виде прямоугольного параллелепипеда с размерами L_x , L_y , L_z (рисунок 1). Размеры расчетной области и соответствующей расчетной сетки выбираются на основе анализа предварительных тестовых расчетов и их сравнения с экспериментальными данными применительно к рассматриваемой задаче. Грани параллелепипеда разбиваются

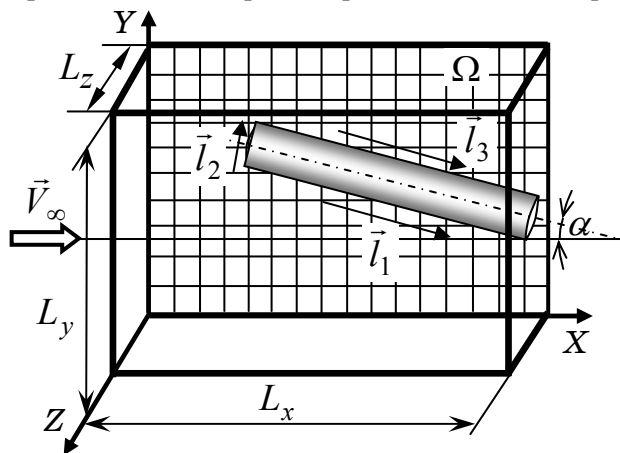


Рис. 1

на малые расчетные ячейки, линейные размеры которых выбираются так, чтобы они были меньше местной длины свободного пробега. Функция распределения влетающих в Ω молекул считается невозмущенной. Внутри каждой ячейки параметры газа считаются постоянными, а функция распределения – не зависящей от координат.

Сущность метода заключается в статистическом моделировании блужданий одной пробной молекулы на фоне полевых. Основная трудность задачи заключается в правильном моделировании свободного пробега пробной молекулы и выборе скорости полевой молекулы, с которой она сталкивается. Подробное описание общей схемы расчетного алгоритма МПЧ, критериев выбора скоростей и построение итерационного процесса по числу Кнудсена было приведено в [5, 6].

В процессе моделирования блужданий пробных молекул запоминается общее время $\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{K_i} \Delta t_{ij}$ их пребывания в ячейке ω и функция $\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{K_i} (\vec{\xi} \Delta t)_{ij}$

скорости пробных молекул $\vec{\xi}$ в рассматриваемой ячейке (N – количество испытаний; K_i – количество попаданий пробных молекул в расчетную ячейку ω при i -том испытании). Для большого времени слежения за пробными молекулами с точностью до статистических погрешностей можно полагать, что средняя плотность и скорость в ячейке ω равны

$$\langle \rho \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{K_i} \Delta t_{ij} \cdot \sum_{m=1}^6 P_m}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{K_i} \Delta t_{ij} \cdot (N \cdot d\omega)}, \quad \langle \vec{\xi} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{K_i} (\vec{\xi} \Delta t)_{ij}}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{K_i} \Delta t_{ij}}, \quad (1)$$

где суммирование ведется только при попадании молекулы в рассматриваемую ячейку ω , $d\omega$ – объем пространственной ячейки; $\sum_{m=1}^6 P_m$ – суммарный поток массы газа в расчетную область Ω со всех ее граней.

Для кинетического описания течения в окрестности преграды, кроме плотности и скорости в ячейках расчетной области, необходимо определять и температуру газового потока в поле течения. Это обусловлено зависимостью диаметра эффективного сечения рассеяния сталкивающихся мо-

лекул от местной температуры T : $\sigma^2 = \frac{5}{16} \sqrt{\frac{RT}{\pi}} \frac{m_0}{\mu(T)}$, где m_0 – масса молекулы; μ – вязкость; R – газовая постоянная. Температура T в ячейке определяется из соотношения $\frac{3}{2} RT = \langle E_{tr} \rangle$ как функция средней кинетической энергии поступательного движения $\langle E_{tr} \rangle$ в расчетной ячейке. Определение $\langle E_{tr} \rangle$ осуществляется путем осреднения кинетических энергий E_{tr} молекул в ячейке по времени их пребывания:

$$\langle E_{tr} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{K_i} (E_{tr} \Delta t)_{i,j}}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{K_i} \Delta t_{i,j}}. \quad (2)$$

Процесс случайных блужданий частиц в расчетной области предусматривает реализацию попадания пробных частиц на поверхность обтекаемого тела и отражение частиц от его поверхности в соответствии с выбранными граничными условиями. Настоящая задача решается при условии полной тепловой аккомодации: отражение считается диффузным с максвелловской функцией распределения по скоростям при температуре поверхности обтекаемого тела [7].

Определение аэродинамических характеристик (АДХ) обтекаемого тела в целом и отдельных его элементов в МПЧ сводится к слежению за траекториями частиц и вычислению накапливаемых суммарных и распределенных нагрузок при попадании частиц на поверхность тела с последующим осреднением по числу траекторий N .

Суммарные нагрузки определяются соотношением

$$G = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{N_i} G_{ij} \cdot \sum_{m=1}^6 P_m \left/ (N \cdot S_+) \right., \quad (3)$$

где S_+ – площадь “освещенной” поверхности тела; N_i – количество попаданий i -той частицы на тело; G_{ij} – некоторая аэродинамическая характеристика воздействия i -той частицы при ее j -том попадании на поверхность тела. Для вычисления площади S_+ поверхность тела аппроксимируется конечной совокупностью элементарных площадок dS . Затененность одних элементов другими реализуется на базе “лучевого метода”, подробное описание которого представлено в работах [10 – 12].

Удельные нагрузки на площадки dS вычисляются аналогично суммарным аэродинамическим характеристикам (3), но подсуммирование по индексу j осуществляется только при попадании частицы на рассматриваемые площадки. Следовательно, при расчете распределенных нагрузок в (3) $S_+ = dS$, а N_i – количество попаданий i -той частицы на элемент dS .

Для расчета потоков массы газа G_m на поверхность тела в формуле (3) функция $G_{ij} = 1$. Вычисление силового воздействия на тело в направлении вектора \vec{a} сводится к подсуммированию и последующему осреднению разности скоростей $\vec{\xi}^{nad}$ падающих на тело и $\vec{\xi}^{omp}$ отраженных от его поверхности молекул в проекции на вектор \vec{a} :

$$F_a = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{N_i} (\vec{\xi}^{nad} - \vec{\xi}^{omp}) \cdot \vec{a}}{N \cdot S_+} \cdot \sum_{m=1}^6 P_m. \quad (4)$$

Коэффициент лобового сопротивления тела $C_x = F_x / (0,5 \rho_\infty V_\infty^2)$ является интегральной характеристикой силового воздействия потока, набегающего на тело со скоростью \vec{V}_∞ и плотностью ρ_∞ , и определяется через силу F_x , действующую на тело в направлении \vec{V}_∞ .

Определение нормальной P_n и тангенциальной P_τ составляющих импульса осуществляется в соответствии с (4), где в качестве \vec{a} рассматриваются местная нормаль \vec{n} и касательная $\vec{\tau}$ к телу в точке падения молекулы.

Особый интерес заслуживают тепловые потоки к поверхности тела, представляющие собой более высокие моменты функции распределения частиц набегающего потока по скоростям. При определении тепловых потоков за счет энергии поступательного движения E_t в качестве функции G_{ij} в (3) рассматривается разность между кинетическими энергиями падающей и отраженной молекул: $G_{ij} = (\vec{\xi}_t^{nad})^2 - (\vec{\xi}_t^{omp})^2$. Вклад внутренней энергии в теп-

ловые потоки E_r на поверхность тела определяется через $G_{ij} = \frac{1}{2} J m_0 R T_\infty$, где R – газовая постоянная, T_∞ – температура невозмущенного потока, $J = \frac{5 - 3\gamma}{\gamma - 1}$ – число внутренних степеней свободы, γ – показатель адиабаты.

Тестирование расчетных алгоритмов. Работоспособность алгоритма МПЧ проверялась путем сравнения с имеющимися экспериментальными данными, данными их обобщения с помощью “теории локальности” и полученными ранее результатами расчетов методом пробных частиц в рамках осесимметричной задачи.

Гипотеза «локальности» получила развитие в инженерных расчетах АДХ различных тел в переходном режиме обтекания и основана на предположении о том, что поток импульса на поверхность тела зависит лишь от местного угла атаки. Основные положения теории локальности изложены в [13 – 19] и других работах. Основанные на гипотезе «локальности» различные корреляционные зависимости для коэффициента лобового сопротивления в промежуточной области гиперзвуковых течений разреженного газа существенно зависят от выбора эффективного характерного размера, входящего в выражения для критериев разреженности (чисел Кнудсена и Рейнольдса). Рекомендации по выбору оптимального характерного размера при обтекании тел различной геометрической формы даны в работах [17 – 19].

Наиболее часто используемые корреляционные приближения теории локального взаимодействия приведены в работах [14 – 18], где показано, что для достаточно большого класса тел, вплоть до возвращаемых аппаратов многоразового использования, в диапазоне $10^3 \geq Re_0 \geq 10$ (Re_0 – число Рейнольдса, определенное по параметрам торможения) характер зависимости коэффициента лобового сопротивления от числа Kn описывается соотношением

$$C_x = C_x^{cnl.} + (C_x^{cv.m.} - C_x^{cnl.}) \cdot \beta, \quad (5)$$

где $C_x^{cnl.}$, $C_x^{cv.m.}$ – предельные значения коэффициента сопротивления при $Kn = 0$ и $Kn = \infty$,

$$\beta = \Phi[(\lg Kn + \alpha) / \sigma], \quad (6)$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-y^2/2} dy = 1/2 [1 + \operatorname{erf}(x/\sqrt{2})]. \quad (7)$$

Параметры a и σ , характеризующие режим течения («положение» и «размах» переходной области по числу Kn), от формы тела зависят слабо: a – гауссова случайная величина со средним значением $\langle a \rangle = 1,05$; $\sigma = 0,975$.

В монографии [19] формула (6) представлена в виде:

$$\beta = 1 - \Phi\left(\frac{\lg \Delta - a_1}{\sigma_1}\right), \quad (8)$$

где $\sigma_1 = 0,8$; $a_1 = 0,6$; $\Delta = \operatorname{Re}_0 t_w^{-0,1} \sin \alpha^*$; $t_w = T_w/T_0$ – температурный фактор; $\sin \alpha^*$ – величина, характеризующая в целом наклон поверхности тела к вектору скорости набегающего потока [18]. Интерполяционная зависимость $\beta(\Delta)$ при $a_1^+ = 0,8$ и $a_1^- = 0,2$ дает 95%-ный доверительный интервал соответствия экспериментальным данным.

Наиболее изученной в методическом плане является задача по определению коэффициента лобового сопротивления C_x сферы в переходном режиме обтекания. В [22] опубликованы результаты экспериментальных измерений коэффициента лобового сопротивления сферы C_x в промежуточной области течения $10^{-1} < \operatorname{Re}_0 < 10000$ ($10^{-3} < \operatorname{Kn}_\infty < 10$) при $M_\infty > 5$ при ее гиперзвуковом обтекании двухатомным газом в различных аэродинамических установках.

На рисунке 2 показано сравнение экспериментальной зависимости C_x [22] от параметров режима Re_0 и Kn_∞ с результатами расчетов МПЧ. Диапазон разброса экспериментальных данных в зависимости от начальных и граничных условий, которые были реализованы в различных аэродинамических установках, указан сплошными кривыми. Экспериментальные данные, приведенные на рисунке 2 а, получены в установках при условии теплового равновесия сферы ($t_w = T_w/T_0 \approx 1$) и числах Маха $M = 5 \div 12$. Расчеты выполнены для значений $t_w = 1$, $M = 10$, для которых имеется наибольшее число экспериментальных данных, в первую очередь – при больших числах Re_0 . Экспериментальные данные на рисунке 2 б соответствуют охлаждаемой сфере $0,1 < t_w < 0,3$; $T_0 = 300 \div 3000$ К, $M = 5 \div 12$. Расчеты проводились для $t_w = 0,25$; $M = 12$.

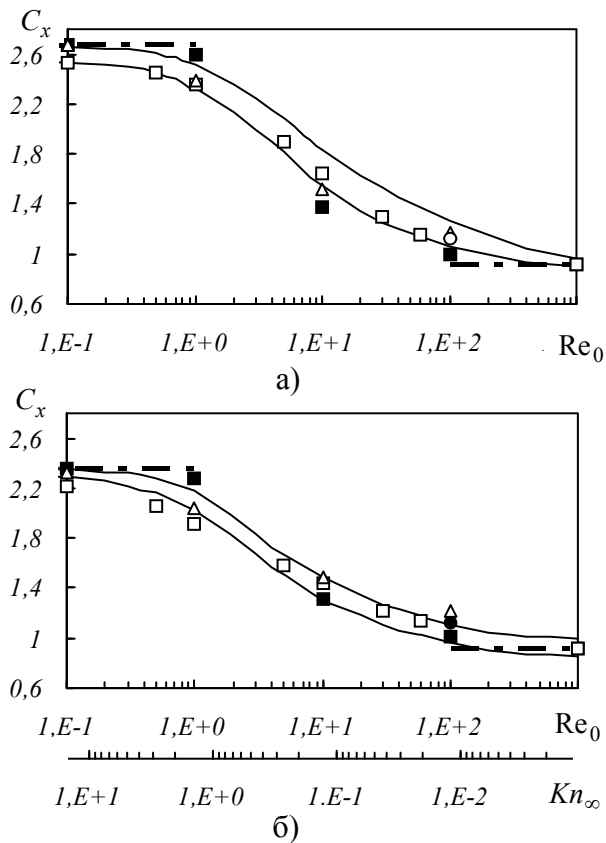


Рис. 2

Предельные значения C_x при свободномолекулярном и континуальном режимах течения указаны на рисунке 2 штрихпунктирными линиями. Результаты расчетов нанесены точками. Темными квадратиками обозначены расчеты C_x по формулам (5) – (7) теории локальности с характерным линейным размером, равным диаметру сферы. Незаштрихованные квадратики и треугольники соответствуют расчетам МПЧ в рамках осесимметричной и трехмерной задач.

В осесимметричной задаче [6] размеры расчетной области, охватывающей сферу, соответствовали $L_x = 4r_s$, $L_y = 2r_s$ (r_s – радиус сферы), размеры расчетных ячеек $\Delta = 0,01r_s$, общее число

расчетных ячеек составляло $8 \cdot 10^4$, а объем выборки (число траекторий с границы контрольного объема) – $5 \cdot 10^4$ испытаний. Для трехмерной задачи $L_x = L_y = L_z = 4r_s$, $\Delta = 0,04r_s$, общее число расчетных ячеек – 10^6 , объем выборки – 10^7 . Таким образом, при качественном соответствии полученных результатов, количество испытаний и количество расчетных ячеек в осесимметричной задаче естественно меньше, чем в трехмерной. Представленные выше результаты получены для 4-й итерации. Расчетное время, требуемое для одной итерации, зависит от режима обтекания и при $Re_0 = 100$ для ПЭВМ типа PENTIUM-IV 2400 MHz (BUS 533 MHz) 1000 MB (SDRAM PC-266) соответственно равно 50 и 200 минутам.

Как видно из графиков, представленных на рисунке 2, результаты расчетов коэффициента лобового сопротивления сферы для трехмерной задачи согласуются с экспериментом лучше, чем результаты, полученные с использованием теории локальности и МПЧ в рамках осесимметричной задачи. Исключение составляют только значения C_x при режимах, близких к сплошнородным. Завышение значений коэффициента лобового сопротивления при $Re_0 = 100$ объясняется достаточно большими размерами расчетных ячеек для данного режима, когда они превосходят местные длины свободного пробега молекул. Уменьшение линейных размеров расчетных ячеек до $\Delta = 0,025r_s$ сразу же сдвигает расчетные значения C_x в коридор разброса эксперимен-

тальных данных (соответствующие расчетные точки обозначены на рисунке 2 кружками). Дальнейшее уменьшение размеров ячеек, необходимое при приближении к сплошноредному режиму, в трехмерной постановке влечет за собой резкий рост их количества и соответственно ресурсных параметров

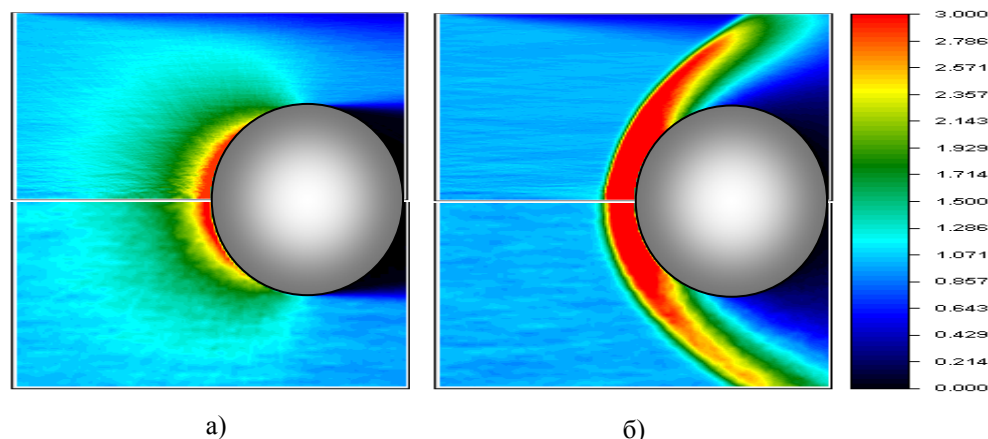


Рис. 3

ПЭВМ.

Процесс формирования ударной волны перед сферой при изменении режима ее обтекания от $Re_0 = 0,1$ до $Re_0 = 100$ демонстрируется на рисунках 3 а и 3 б. Здесь показаны поля относительной плотности ρ / ρ_∞ в сечении расчетной области плоскостью $Z = const$, проходящей через центр сферы. Верхняя полуплоскость демонстрирует результаты расчетов для трехмерной задачи, а нижняя – для двухмерной. Как видно из рисунка, изолинии относительной плотности, полученные в результате решения трехмерной задачи, практически совпадают с изолиниями, построенными в рамках решения осесимметричной задачи для $5 \cdot 10^5$ испытаний. Шкала значений ρ / ρ_∞ (для удобства сравнения результатов расчета) ограничена максимальным значением, равным 3, хотя в действительности величина ρ / ρ_∞ вблизи тела может достигать значительно больших значений.

Результаты численного моделирования трехмерного обтекания тел сложной формы представлены для задачи исследования АДХ 2-й ступени ракетносителя (РН) «Циклон-4» на этапе входа в плотные слои атмосферы Земли. С помощью МПЧ были рассчитаны интегральные характеристики (аэродинамические силы) и локальные (распределенные параметры по всей его поверхности) и проведено сравнение полученных результатов с данными различных приближений теории локального взаимодействия, применяемых для оценки АДХ РН на стадии эскизного проектирования.

Форма РН аппроксимировалась круговым цилиндром, имитирующим 2-ю ступень РН и имеющим длину $L = 23$ м и диаметр $D = 3$ м. Скорость движения РН $V_\infty \approx 7,8$ км/с, а температура поверхности $T_w = 300$ К (температурный фактор $t_w \approx 0,01$). В процессе численного моделирования набегающий поток задавался моноскоростным, состоящим из двухатомного газа, а параметры атмосферы в зависимости от высоты полета брались в соответствии с ГОСТ 4401–81 [23].

На рисунке 4 приведены результаты расчетов коэффициента лобового сопротивления C_x кругового цилиндра для нулевого угла атаки $\alpha = 0^0$ в зависимости от высоты полета и параметров режима – чисел Кнудсена Kn_L^∞ и Рейнольдса Re_L^0 . Коэффициент лобового сопротивления отнесен к площади миделевого сечения $S_m = 6,956 \text{ м}^2$. Кривыми на рисунке 4 обозначены расчеты по теории локальности. Толстой линией обозначены результаты расчетов, соответствующие полученным ранее [24] приближениям (5) – (7), а тонкие линии указывают на доверительный интервал, описанный в [19] соотношениями (5) и (8). В качестве характерного размера для нулевого угла атаки при расчете чисел Кнудсена и Рейнольдса в формулах теории локальности взят средний размер миделевого сечения $L = \sqrt{S_\perp}$, определенный через площадь проекции “освещенной” поверхности на плоскость, перпендикулярную вектору скорости набегающего потока \vec{V}_∞ .

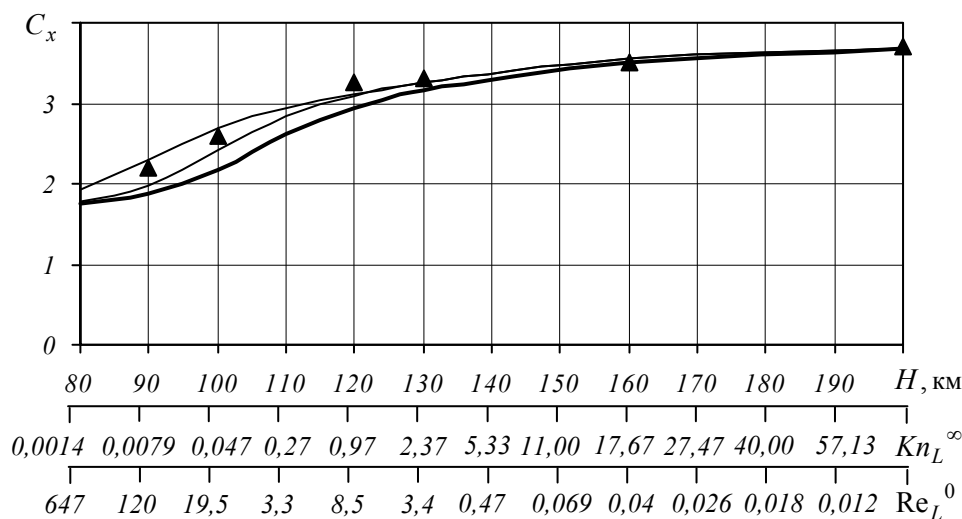


Рис. 4

Результаты, полученные с использованием МПЧ для высот $H = 200; 160; 130; 120; 100; 90$ км, нанесены на рисунке 4 треугольниками. Размеры расчетной области соответствовали $L_x = 30$ м, $L_y = L_z = 10$ м. Линейный размер кубической расчетной ячейки для всех режимов обтекания составлял $0,1$ м; объем выборки – 10^7 испытаний.

В качестве нулевого приближения для начального поля при $Kn_\infty \rightarrow \infty$ брались параметры невозмущенного потока. При спуске РН в качестве исходного поля параметров использовались результаты, полученные на предыдущей высоте. Сходимость результатов МПЧ достигалась на четвертой итерации. При входе в плотные слои атмосферы расчетное время МПЧ для ПЭВМ типа PENTIUM-IV 2400 MHz (BUS 533 MHz) 1000 MB (SDRAM PC-266) увеличивалось от 270 минут на высоте $H = 200$ км до 576 минут на высоте $H = 90$ км. При дальнейшем спуске РН до высоты $H = 80$ км время одной итерации составляло ≈ 22 часа. В связи с тем, что размер ячеек значительно превосходил местную длину свободного пробега, результаты расчета для данной высоты на рисунке 4 не приводятся.

Результаты расчетов C_x свидетельствуют о том, что режим свободномолекулярного обтекания для второй ступени нарушается на высоте ≈ 130 км. Нарушение свободномолекулярного режима обтекания наглядно иллюстрируется изменением структуры течения в окрестности второй ступени. На рисунке 5 на примере изолиний безразмерной плотности в осевом сечении расчетной области плоскостью, параллельной XOY , показано формирование ударной волны в диапазоне высот $H = 160; 130; 100$ км (рисунки 5 а, б, в). Рассматриваемый нулевой угол атаки РН позволяет сравнить изолинии, построенные в рамках трехмерной задачи (верхняя полуплоскость) с аналогичными изолиниями для осесимметричной задачи [6, 24] (нижняя полуплоскость). Несмотря на различие расчетных алгоритмов, размеров, формы расчетных областей и объемов выборки, наблюдается хорошее соответствие результатов, полученных с помощью МПЧ для 2- и 3-хмерных задач при условии равенства линейных размеров расчетных ячеек.

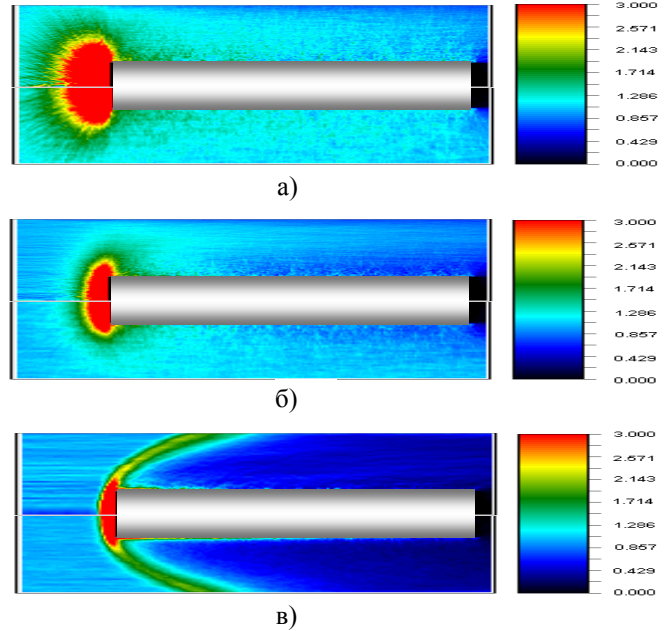


Рис. 5

Для высоты $H = 100$ км при нулевом угле атаки $\alpha = 0^0$ были посчитаны распределенные нагрузки по поверхности 2-й ступени РН в ее осевом сечении. На рисунке 1 стрелками показаны направления \vec{l}_1 , \vec{l}_2 и \vec{l}_3 обхода переднего относительно \vec{V}_∞ диска, верхней и нижней направляющих цилиндра, аппроксимирующих внешнюю поверхность РН. Нормаль к поверхности тела задавалась внутренней, а касательная – сонаправленной с направлением обхода.

Распределения вдоль направляющих l_1 , l_2 и l_3 безразмерного потока массы $\bar{G}_m = G_m / G_m^0$, а также коэффициента нормального давления $\bar{P}_n = F_n / P_n^0$ и коэффициента касательного напряжения $\bar{P}_\tau = F_\tau / P_n^0$ показаны на рисунках 6 – 10. Нормирующими величинами G_m^0 и P_n^0 являются поток массы газа и нормальное давление, оказываемое свободномолекулярным гиперзвуковым потоком на перпендикулярную ему площадку единичной площади: $G_m^0 = \rho_\infty \sqrt{2RT_\infty} \cdot S_\infty$; $P_n^0 = \rho_\infty 2RT_\infty \cdot (S_\infty^2 + 0,5)$.

Расчетные данные, соответствующие $\alpha = 0^0$, изображены на рисунках 6 – 8 светлыми кружками. При рассматриваемом угле атаки практически вся боковая поверхность цилиндра является “смоченной”, поэтому значения всех распределенных по поверхности цилиндра параметров отличны от нуля. Гра-

фики распределенных нагрузок вдоль направляющих \vec{l}_2 и \vec{l}_3 верхней и нижней поверхности цилиндра в силу симметричности обтекания совпадают с точностью до статистических погрешностей вычислений (рисунки 6, 7, 8 б, в). Численные значения коэффициента потока массы \bar{G}_m , а также коэффициентов давления \bar{P}_n и касательного напряжения \bar{P}_τ на поверхности диска на порядок превышают аналогичные значения на поверхности цилиндра. Со-

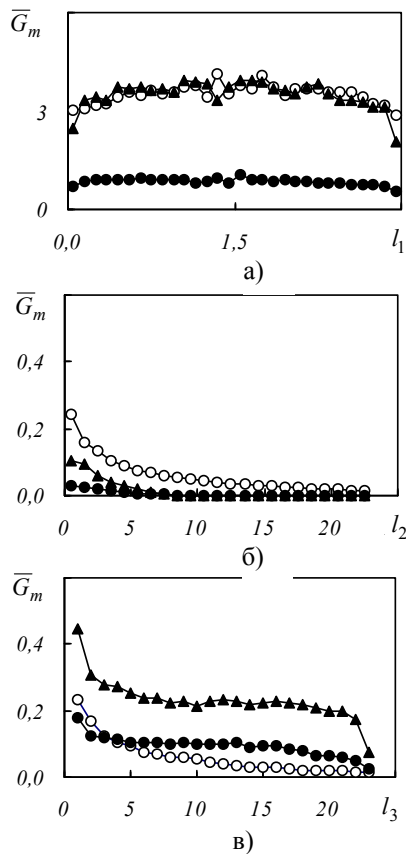


Рис. 6

ответствующие кривые являются пологими и зеркально симметричными относительно прямой $l_1 = 1,5$. Исключением является поведение касательного напряжения \bar{P}_τ (рисунок 8 б, в). Направления касательного напряжения \bar{P}_τ выше и ниже точки торможения противоположны, а абсолютная величина \bar{P}_τ уменьшается вблизи точки торможения и быстро увеличивается при приближении к кромке диска, что обусловлено выбранной ориентацией вектора касательных напряжений на диске.

аналогична рисункам 3 и 5). По сравнению с нулевым углом атаки, при $\alpha = 10^0$ наблюдается нарушение симметрии распределения параметров по диску. Соответствующие кривые обозначены треугольниками на рисунках 6 – 8. Зона торможения сдвигается от центра диска к его нижнему краю, поэтому значения \bar{G}_m и \bar{P}_n на диске падают при увеличении длины l_1 (рисунки 6 а и 7 а), но остаются значительно выше своих значений вдоль поверхности цилиндра (рисунки 6 б, в и 7 б, в). Как видно из рисунка 9 а, б, в, на всех рассматриваемых высотах в окрестности нижней поверхности цилиндра, направленной навстречу \vec{V}_∞ , присутствует зона повышенного давления, а над цилиндром – зона разрежения. Это подтверждается распределением параметров по нижней и верхней поверхности цилиндра: значения \bar{G}_m , \bar{P}_n и \bar{P}_τ

Дальнейшие расчеты при $t_w \approx 0,01$ проводились для $\alpha = 10^0$. Для того чтобы полностью охватить обтекаемое тело при данном угле атаки, расчетная область МПЧ задавалась размерами $L_x = 30$ м, $L_y = 11$ м, $L_z = 10$ м. Картина обтекания второй ступени при $\alpha = 10^0$ показана на рисунке 9 а, б, в на примере полей плотности для высот H 160; 130; 100 км (шкала значений ρ / ρ_∞

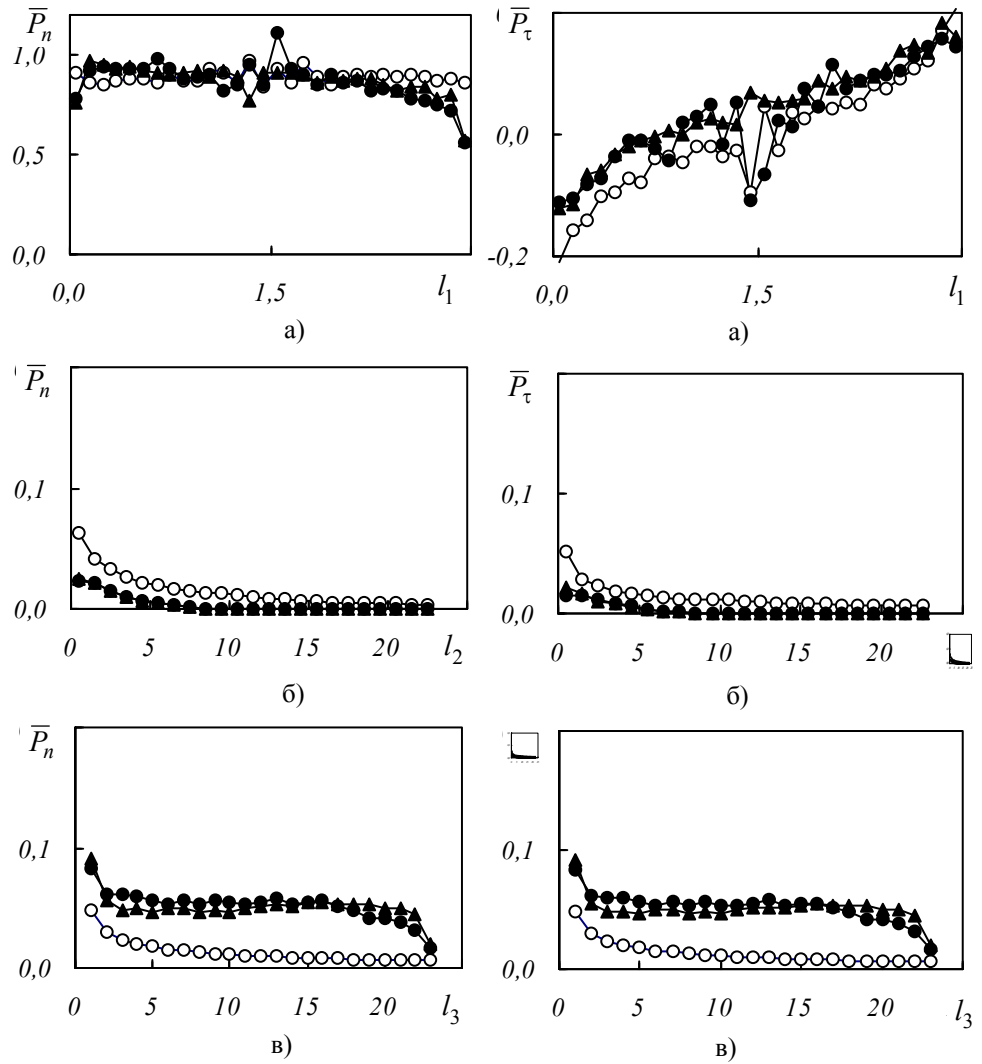


Рис. 7

Рис. 8

вдоль l_3 (рисунки 6 в – 8 в) выше соответствующих значений вдоль l_2 (рисунки 6 б – 8 б).

Результаты расчетов коэффициента лобового сопротивления C_x кругового цилиндра для угла атаки $\alpha = 10^\circ$ в зависимости от высоты полета и чисел Кнудсена Kn_L^∞ и Рейнольдса Re_L^0 показаны на рисунке 10. Расчетные значения по МПЧ обозначены треугольниками, а по теории локального взаимодействия – соответствуют обозначениям, приведенным на рисунке 4. В качестве характерного размера при расчете чисел Кнудсена и Рейнольдса для теории локальности взята длина цилиндра. Такой выбор характерного размера для тел, вытянутых по потоку, был обоснован в [21] при сравнении с летными данными STS-6, STS-7 КА “Спейс шаттл” [20].

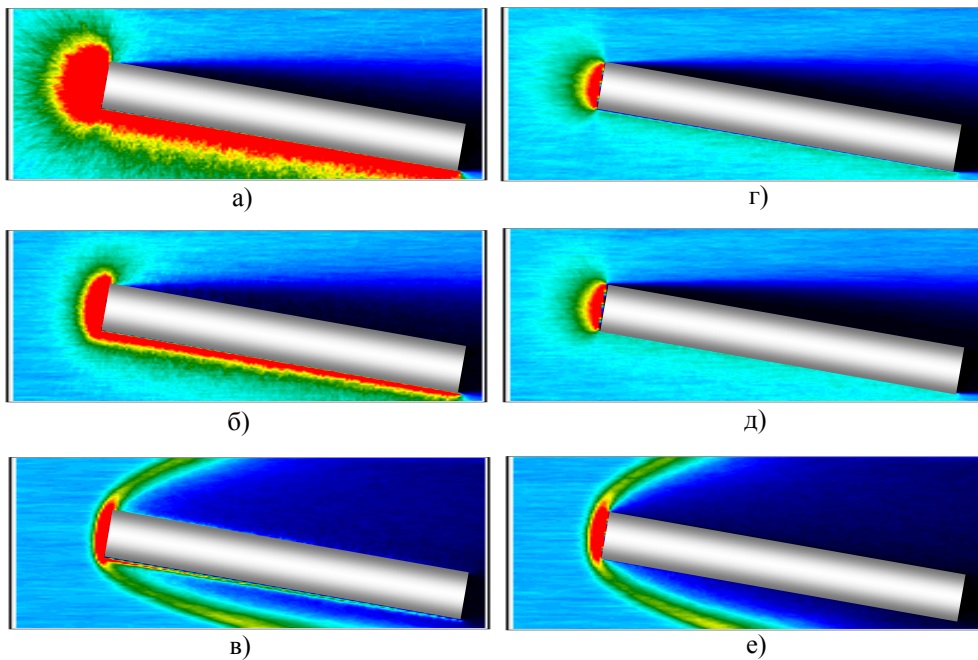


Рис. 9

Как видно из рисунка 10, значения C_x , рассчитанные с помощью МПЧ, близки к результатам, полученным по теории локальности. Исключением являются расчетные значения C_x на высоте $H = 100$ км, где реализуется режим, близкий к сплошнородному. На этой высоте перед диском появляется зона, в которой местная длина свободного пробега молекул становится меньше линейного размера расчетных ячеек в МПЧ ($\lambda < \Delta = 0,1$). При снижении РН на высоту $H \approx 90$ км, происходит дальнейшее уменьшение местной длины свободного пробега ($\lambda \ll \Delta$) и расчеты по МПЧ становятся проблематичными.

Все приведенные выше данные соответствовали охлаждаемой поверхности спускаемого аппарата: температурный фактор $t_w \approx 0,01$ ($T_w = 300$ К). В реальности при входе аппарата в верхние слои атмосферы параметр t_w является величиной переменной, значения которой увеличиваются с уменьшением высоты.

Результаты расчетов коэффициента лобового сопротивления при предельном значении $t_w = 1$ показаны на рисунке 11 (обозначения расчетных данных аналогичны рисунку 4, а соответствия параметров режима Re_0 и Kn_∞ высотам H аналогичны рисунку 10). Как показывает анализ результатов, свободномолекулярный предел для C_x при увеличении t_w растет, а сплошнородный остается практически неизменным. На низких высотах ($H = 100; 90$ км) для горячего цилиндра расчетные данные по МПЧ приближаются к расчетам по теории локальности.

Процесс формирования ударной волны при снижении 2-й ступени РН для горячего тела показан на рисунке 9 *з, д, е*. Как показывает сравнение изолиний на рисунках 9 *а, б, в* и 9 *з, д, е*, при увеличении температуры поверхности обтекаемого тела плотность в его окрестности уменьшается, что связано с увеличением скорости отраженных от поверхности молекул. Потoki массы и тепловые потоки на поверхность тела падают, а нормальное и касательное

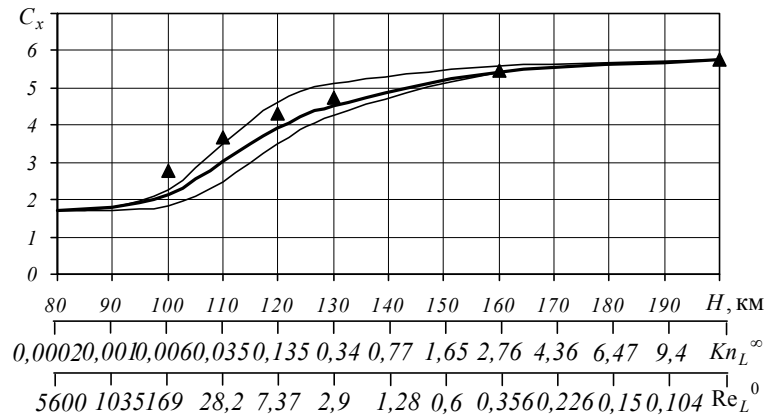


Рис. 10

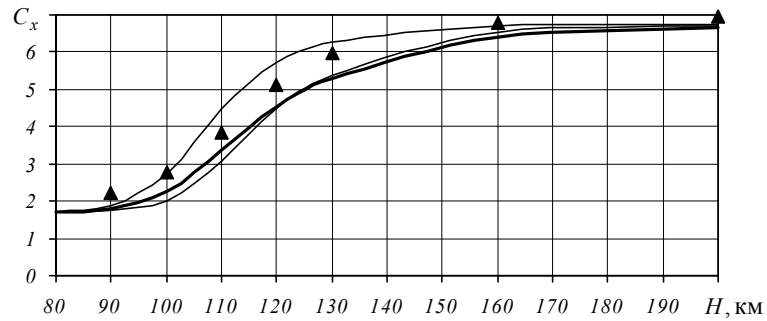


Рис. 11

напряжение при $t_w = 1$ остается почти таким же, как и для охлаждаемого цилиндра. Это следует из анализа распределенных параметров \bar{G}_m , \bar{P}_n и \bar{P}_τ для горячего тела, обозначенных на рисунках 6 – 8 а, б, в темными точками.

Заключение. В данной работе получил дальнейшее развитие метод пробных частиц применительно к решению трехмерных задач газовой динамики. Модернизация и тестирование расчетного алгоритма проводились на модельной задаче обтекания сферы. С помощью МПЧ была предпринята попытка достичь режимов, близких к сплошнородным. Проведено сравнение полученных значений коэффициента лобового сопротивления сферы с имеющимися экспериментальными данными, полученными ранее результатами расчетов в осесимметричной постановке и с результатами расчетов по теории локальности.

Приведены результаты численного моделирования трехмерного обтекания 2-й ступени РН “Циклон-4” в интервале высот от 200 км до 90 км для двух углов атаки. При неуправляемом спуске ступени РН в указанном высотном интервале происходит смена режимов обтекания от свободномолекулярного до сплошнородного. Результаты расчетов коэффициента лобового сопротивления свидетельствуют о том, что режим свободномолекулярного обтекания для второй ступени нарушается на высоте ≈ 130 км. Нарушение этого режима наглядно иллюстрируется изменением структуры течения и поведением интегральных АДХ. Безотрывное течение сменяется отрывным, на что указывает распределение параметров в окрестности тела. Отрыв потока приводит к существенному перераспределению поверхностных параметров.

1. *Басс В. П.* Гиперзвуковое обтекание теплоизолированного цилиндра разреженным газом / *В. П. Басс, Л. Л. Печерица* // Вісник Дніпропетровського університету. Механіка. – 2006. – Т. 1, Вип. 10. – С. 50 – 60.
2. *Басс В. П.* Верификация методов и алгоритмов решения задач аэродинамики переходной области / *В. П. Басс, Л. Л. Печерица* // Техническая механика. – 2007. – № 1. – С. 49 – 61.
3. *Басс В. П.* Расчет двумерных течений разреженного газа при поперечном обтекании плоской пластины / *В. П. Басс, Л. Л. Печерица* // Техническая механика. – 2008. – № 1. – С. 83 – 92.
4. *Басс В. П.* Численные исследования сверхзвукового обтекания конфигурации “пластина – клин” потоком разреженного газа / *В. П. Басс, Л. Л. Печерица* // Техническая механика. – 2009. – № 2. – С. 62 – 69.
5. *Басс В. П.* Численное моделирование стационарного осесимметричного обтекания затупленного конуса в переходном режиме обтекания / *В. П. Басс, Л. Л. Печерица* // Вісник Дніпропетровського університету. Механіка. – 2005. – Т. 1, Вип. 9 – С. 57 – 66.
6. *Басс В. П.* Об одном алгоритме реализации метода Монте-Карло для решения задач динамики разреженного газа / *В. П. Басс, Л. Л. Печерица* // Техническая механика. – 2006. – № 1. – С. 67 – 79.
7. Верификация моделей и методов в динамике разреженных газов / *В. Н. Гусев, И. В. Егоров, А. И. Ерофеев, В. П. Провоторов* // Изв. Академии наук. РАН. МЖГ. – 1999. – № 2. – С. 129 – 134.
8. *Егоров И. В.* Сопоставление моделирования гиперзвукового обтекания плоской пластины на основе метода Монте-Карло и уравнений Навье-Стокса / *И. В. Егоров, А. И. Ерофеев* // Изв. РАН. МЖГ. – 1997. – № 1. – С. 133 – 145.
9. *Григорьев Ю. Н.* Численные методы механики сплошной среды / *Ю. Н. Григорьев, М. С. Иванов, Н. М. Харитонова* // ВЦ СО АН СССР. – 1971. – Т. 2, № 4. – С. 101 – 107.
10. *Басс В. П.* К определению аэродинамических характеристик тел сложной формы в свободномолекулярном потоке с учетом затенения / *В. П. Басс, В. М. Ковтуненко, В. Н. Чепурной* // Космические исследования. – 1974. – Т. XII, № 1. – С. 40 – 44.
11. *Абрамовская М. Г.* Учет эффектов экранирования в алгоритмах численного моделирования свободномолекулярных течений / *М. Г. Абрамовская, В. П. Басс* // Аэродинамика, тепло- и массообмен в разреженном газе : Тр. VIII Всесоюз. конф. по динамике разр. газов. – М., 1987. – С. 41 – 45.
12. О некоторых усовершенствованных алгоритмах расчета аэродинамических характеристик летательных аппаратов в свободномолекулярном потоке / *М. Г. Абрамовская, В. П. Басс, В. Д. Перминов, А. В. Шведов* // Динамика разреженного газа и молекулярная газовая динамика : Труды ЦАГИ. – 1990. – Вып. 2436. – С. 68 – 74.
13. *Алексеева С. Н.* О зависимости параметров локального взаимодействия от числа Кнудсена / *С. Н. Алексеева, Р. Н. Мирошин* // Аэродинамика разреженных газов. – 1974. – № 7. – С. 180 – 190.
14. *Алексеева Е. В.* Локальный метод аэродинамического расчета в разреженном газе / *Е. В. Алексеева, Р. Г. Баранцев.* – Ленинград : ЛГУ, 1976. – 210 с.
15. К расчету аэродинамических характеристик тел в переходном режиме обтекания / *М. Г. Абрамовская, В. П. Басс, А. В. Лиманский, В. И. Тимошенко* // Прикладная аэродинамика космических аппаратов. – Киев : Наук. думка, 1977. – С. 69 – 75.
16. *Абрамовская М. Г.* Исследование аэродинамических характеристик круговых конусов в переходном режиме обтекания / *М. Г. Абрамовская, В. П. Басс* // Ученые записки ЦАГИ. – 1980. – Т. 11, № 1. – С. 122 – 126.
17. *Горенбух П. И.* Корреляция коэффициентов сопротивления выпуклых тел в гиперзвуковом потоке разреженного газа / *П. И. Горенбух* // Тр. 8 Всесоюзной конф. по динамике разр. газов (Аэродинамика, тепло- и массообмен в разреженном газе). – М. : МАИ, 1987. – С. 51 – 55.
18. *Горенбух П. И.* Корреляционная зависимость коэффициентов лобового сопротивления тел в гиперзвуковом потоке разреженного газа / *П. И. Горенбух* // Ученые записки ЦАГИ. – 1986. – Т. 7, № 2. – С. 99 – 105.
19. *Мирошин Р. Н.* Теория локального взаимодействия / *Р. Н. Мирошин, И. А. Халидов.* – Ленинград : ЛГУ, 1991. – 276 с.
20. *Бланишар Р. К.* Данные о плотности атмосферы и аэродинамические характеристики КЛАМИ “Спейс шаттл”, полученные во время полетов STS-6 и STS-7 / *Р. К. Бланишар, Г. М. Бак* // Аэрокосмическая техника. – М. : Мир, 1986. – № 9. – С. 121 – 129.
21. *Абрамовская М. Г.* Результаты расчетов аэродинамических характеристик ВКС в переходном режиме обтекания / *М. Г. Абрамовская, В. П. Басс* // Сб. докл. ежегодной научной школы-семинара ЦАГИ (Механика жидкости и газа). – 1990. – Ч.1. – С. 126 – 129.
22. *Кошмаров Ю. А.* Прикладная динамика разреженного газа / *Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А.* – М. : Машиностроение, 1977. – 184 с.
23. ГОСТ 4401-81. Атмосфера стандартная. Параметры. – М : Издательство стандартов, 1981. – 179 с.
24. Аэрогазодинамическое сопровождение космических проектов / *М. Г. Абрамовская, В. П. Басс, Н. В. Петрушенко, Л. Л. Печерица* // Космічні дослідження в Україні 2004 – 2006. – Київ : ІКД НАНУ-НКАУ, 2006. – С. 78 – 86.

Институт технической механики
НАН Украины и НКА Украины,
Днепропетровск

Получено 29.01.10,
в окончательном варианте 22.03.10