

ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАЗА С ПОВЕРХНОСТЬЮ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

ВОРОНИЧ Иван Викторович, доцент Московского физико-технического института (государственного университета), к.ф.-м.н.
E-mail: voronich@falt.ru

VORONICH Ivan V., Moscow Institute of Physics and Technology (state university) assistant professor, Ph.D.
E-mail: voronich@falt.ru

МЬИНТ Зея Мьо, аспирант Московского физико-технического института (государственного университета).
E-mail: zayarmyomyint@gmail.com

MYINT Zay Yar Myo, Moscow Institute of Physics and Technology (state university), postgraduate student.
E-mail: zayarmyomyint@gmail.com

Представлены результаты расчета аэродинамических характеристик (АДХ) типичного воздушно-космического аппарата (ВКА), полученные методом Монте-Карло на основе двух различных моделей взаимодействия молекул газа с поверхностью — Максвелла (Maxwell) и Черчиньяни, Лампис и Лорда (Cercignani, Lampis and Lord, CLL). С применением этих моделей исследована чувствительность коэффициентов сил и моментов аппарата в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке к изменению аккомодационных и температурных свойств поверхности с учетом возможности многократных молекулярных отражений. Определены поправки к АДХ, даваемые моделью CLL. Методика и результаты могут быть использованы при проектировании ВКА.

The paper presents results of calculation of aerodynamic characteristics of typical aerospace vehicle, obtained with the Monte-Carlo method based on two different gas-surface interaction models — Maxwell model and Cercignani—Lampis—Lord (CLL) model. With the use of these models sensitivity of force and moment coefficients of vehicle in hypersonic free molecular flow to variation of accommodation and temperature properties of surface has been studied with multiple molecular reflections taken into account. Corrections to aerodynamic characteristics, given by CLL model, are defined. The technique and results can be used for aerospace vehicle design.

Ключевые слова: высотная аэродинамика, взаимодействие молекул с поверхностью, метод Монте-Карло, аэродинамические характеристики.

Key words: high-altitude aerodynamics, gas-surface interaction, Monte-Carlo method, aerodynamic characteristics.

Введение

Определение граничных условий на обтекаемых разреженным газом поверхностях является одной из важнейших проблем кинетической теории газов. Несмотря на значительные усилия, эта проблема остается открытой. Взаимодействие газа с поверхностью обтекаемого тела играет определяющую роль в высотной аэродинамике. Аэротермодинамические характеристики тел в потоке газа определяются передачей импульса и энергии на поверхность тела, т. е. связью между скоростями и энергиями падающих на поверхность и отраженных от нее молекул, что и составляет суть кинетических граничных условий на поверхности.

В качестве граничного условия, накладываемого на плотность распределения отраженных от повер-

хности молекул газа, часто используют зеркально-диффузную модель Максвелла [1]. Скорости отраженных молекул определяются одной величиной — коэффициентом диффузности. В граничном условии Черчиньяни [2] скорости отраженных молекул также определяются коэффициентом аккомодации тангенциального импульса σ_τ . Более гибкой и реалистичной моделью является модель Черчиньяни—Лампис [3], которая позволяет при постановке граничных условий учесть коэффициент аккомодации тангенциального импульса σ_τ и коэффициент аккомодации нормальной к поверхности кинетической энергии σ_n . Модель Ночиллы [4] опирается на распределение Максвелла со средней скоростью, определяемой свойствами поверхности [5].

Монография [6] содержит обзор выполненных до середины 1970-х годов работ по постановке граничных условий на обтекаемых разреженным газом поверхностях. Несмотря на то что за несколько последующих десятилетий был предложен ряд новых моделей взаимодействия молекул газа с поверхностью, немногие из них используют физически ясные параметры и охватывают широкий диапазон режимов. В связи с этим актуально изучение чувствительности АДХ реалистичных конфигураций ВКА к изменению аккомодационных и температурных свойств поверхности на основе наиболее известных и зарекомендовавших себя моделей.

В настоящей работе представлены постановка задачи и результаты определения АДХ тела при его обтекании гиперзвуковым разреженным потоком наряду с описанием моделей и алгоритмов в рамках метода Монте-Карло. Для варианта ВКА представлены полученные численно с применением моделей Максвелла и CLL зависимости коэффициентов сил и моментов от углов атаки и скольжения при различных значениях коэффициента аккомодации тангенциального импульса и температурного фактора с учетом возможности многократных отражений от поверхности.

Постановка задачи

При свободномолекулярном обтекании основную роль играет взаимодействие молекул со стенками, столкновениями молекул между собой можно пренебречь. Уравнение Больцмана для одночастичной плотности распределения в этом случае принимает вид [1]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\boldsymbol{\xi} \cdot \nabla) f = 0,$$

где $f(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\xi})$ — плотность распределения молекул в пространстве координат и скоростей; $\boldsymbol{\xi}$ — молекулярная скорость. Общее решение этого уравнения имеет вид

$$f(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) = f(t_0, \mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}(t - t_0), \boldsymbol{\xi}),$$

где t_0 — некоторый начальный момент времени. Плотность распределения сохраняется вдоль прямолинейной траектории молекулы до момента соударения.

Рассмотрим обтекание тела безграничным потоком разреженного газа. Для выпуклого тела плотность распределения падающих молекул f_i совпадает с f_∞ — плотностью распределения в невозмущенном потоке. Для невыпуклого тела плотность распределения летящих в сторону тела молекул со-

впадает с невозмущенной только на достаточном удалении от тела, тогда как вблизи тела f_i зависит от f_∞ и f_r — плотности распределения отраженных от других элементов поверхности молекул.

Потоки массы N , импульса \mathbf{P} и энергии E , даваемые падающими и отраженными молекулами, выражаются в виде

$$\{N_i(t, \mathbf{x}_w), \mathbf{P}_i(t, \mathbf{x}_w), E_i(t, \mathbf{x}_w)\} = - \int_{(\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) < 0} \{1, m\boldsymbol{\xi}, m\boldsymbol{\xi}^2 / 2\} (\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) f_i(t, \mathbf{x}_w, \boldsymbol{\xi}) d\boldsymbol{\xi};$$

$$\{N_r(t, \mathbf{x}_w), \mathbf{P}_r(t, \mathbf{x}_w), E_r(t, \mathbf{x}_w)\} = - \int_{(\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) > 0} \{1, m\boldsymbol{\xi}, m\boldsymbol{\xi}^2 / 2\} (\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_w)) f_r(t, \mathbf{x}_w, \boldsymbol{\xi}) d\boldsymbol{\xi}.$$

Здесь \mathbf{x}_w — точка на поверхности; $\mathbf{n}(\mathbf{x}_w)$ — внешняя нормаль к поверхности. Обычно считают, что потоки падающих и отраженных молекул совпадают: $N_i = N_r$.

Задача нахождения АДХ тела в свободномолекулярном потоке заключается в нахождении при заданных характеристиках падающих и отраженных молекул безразмерных коэффициентов сил и моментов:

$$C_k = \frac{F_k}{\frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2 S_k}; \quad \mathbf{F} = \oint_S (\mathbf{P}_i + \mathbf{P}_r) dS;$$

$$m_k = \frac{M_k}{\frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2 L_k S_k}; \quad \mathbf{M} = \oint_S \mathbf{r} \times (\mathbf{P}_i + \mathbf{P}_r) dS.$$

Модели Максвелла и CLL

В течение длительного времени использовалась схема зеркально-диффузного отражения Максвелла (1879). Считалось, что диффузное распределение вылетающих с поверхности молекул наблюдается в равновесных условиях, а зеркальное отражение может реализоваться для высокоскоростных молекул. Зеркальная добавка к диффузному отражению сначала была введена для учета малых отклонений от равновесного распределения. Если допустить, что температура диффузно вылетающих молекул может отличаться от температуры поверхности, то кроме коэффициента диффузности появляется еще коэффициент аккомодации по энергии. Через эти параметры учитывались эффекты скольжения и

температурного скачка в околоравновесных условиях [6]. В неравновесных условиях возможности схемы зеркально-диффузного отражения ограничены. Моделям взаимодействия газов с поверхностью стало уделяться большее внимание по мере развития космонавтики.

Модель Максвелла удовлетворяет принципу взаимности и оказалась удобной для экспериментов при низких скоростях обтекания и малой степени разреженности. Варианты отражения в модели Максвелла представлены на рис. 1. Отражение характеризуется углом падения θ_i и углом отражения θ_r , которые отсчитываются от поверхности к вектору скорости молекулы.

В модели Максвелла плотность распределения отраженных молекул имеет вид

$$f_r(\mathbf{x}_w, \xi_r) = (1 - \sigma_\tau) f_i(\mathbf{x}_w, \xi_r - 2(\xi_r \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}) + \sigma_\tau n_r \pi^{-3/2} h_r^3 \exp(-h_r \xi_r^2), \xi_r \cdot \mathbf{n} > 0$$

и ядро рассеяния [1, 6] имеет вид

$$K(\xi_i \rightarrow \xi_r) = (1 - \sigma_\tau) \delta[\xi_i - 2(\xi_r \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}] - \sigma_\tau \frac{2h_r^2}{\pi} \exp[-h_r \xi_r^2] \cdot (\xi_i \cdot \mathbf{n}), h_r = \frac{m}{2kT_r}.$$

Здесь полагается, что доля $(1 - \sigma_\tau)$ молекул отражается зеркально, а оставшая часть σ_τ молекул — диффузно, параметр $0 \leq \sigma_\tau \leq 1$ определяет коэффициент аккомодации касательной компоненты импульса $\sigma_\tau = (\mathbf{P}_{ti} - \mathbf{P}_{tr}) / \mathbf{P}_{ti}$.

Компоненты вектора скорости при диффузном отражении моделируются в локальной сферической системе координат, ось которой направлена вдоль вектора внешней нормали к поверхности, с помощью выражений [7]

$$|\xi_r| = h_r^{-1/2} \sqrt{-\ln(\alpha_1 \alpha_2)}, \quad \cos \theta = \sqrt{\alpha_3}, \quad \varphi = 2\pi \alpha_4,$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ — независимые случайные числа, равномерно распределенные в интервале $(0, 1)$; θ и φ — полярный и азимутальный углы.

Коэффициент аккомодации кинетической энергии определяется в виде

$$\sigma_E = \frac{E_i - E_r}{E_i - E_w} = \frac{\xi_i^2 - \xi_r^2}{\xi_i^2 - h_w^{-1}},$$

где E_w — энергия, которую уносили бы отраженные молекулы, если бы газ находился в равновесии со стенкой, т. е. когда $T_r = T_w$.

Выражение для скорости отраженной молекулы с учетом неполной аккомодации по кинетической энергии имеет вид

$$|\xi_r| = kh_r^{-1/2} \sqrt{-\ln(\alpha_1 \alpha_2)},$$

где $k = \sqrt{(1 - \sigma_E) \xi_i^2 h_r + \sigma_E}$.

К. Черчиньяни и М. Лампис предложили феноменологическую модель (CL), которая также удовлетворяет принципу взаимности и является усовершенствованием максвелловской модели [3]. Модель основана на введении двух параметров, которые представляют собой коэффициент аккомодации $\sigma_n = \sigma_{En}$ по кинетической энергии, связанной с нормальной компонентой скорости, и коэффициент аккомодации касательной компоненты импульса σ_τ .

Модель CL хорошо соответствует результатам лабораторных исследований с высокоскоростными молекулярными пучками [6]. Хотя сравнение ограничено лабораторными условиями, модель CL является теоретически обоснованной и относительно простой. Позднее появились модификации ядра рассеяния модели CL [9], однако они дают незначительное улучшение при сравнении с лабораторными экспериментами. В общем случае модель взаимодействия имеет несколько параметров про-

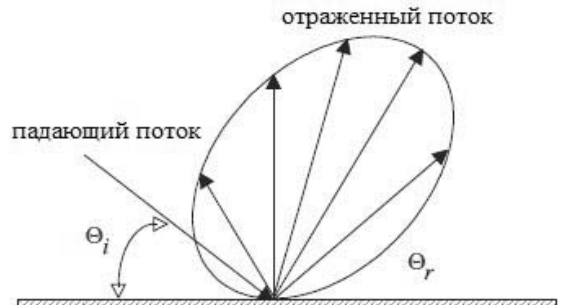
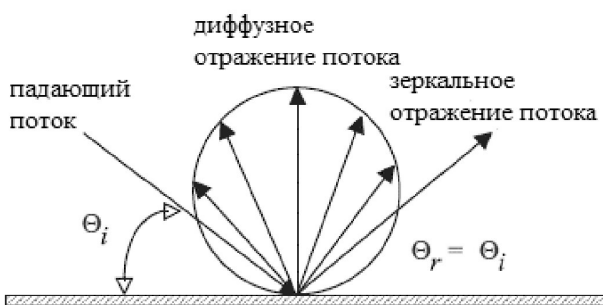


Рис. 1. Иллюстрация моделей взаимодействия Максвелла (а) и CLL (б)

вольного физического смысла, которые позволяют добиться разумного согласия с результатами лабораторных исследований в некотором диапазоне условий. В этом смысле, оригинальная модель CL достаточно физична и остается пригодной для теоретического исследования [6]. Универсальная модель должна использовать ядро рассеяния, полученное на основе физического эксперимента в широком диапазоне чисел Кнудсена и скоростей потока.

В модели CL ядро рассеяния для нормальной к поверхности компоненты скорости имеет вид

$$K(\xi_{ni} \rightarrow \xi_{nr}) = \frac{2\xi_{nr}}{\sigma_n} I_0 \left(2\sqrt{1-\sigma_n} \frac{|\xi_{ni}| \xi_{nr}}{\sigma_n} \right) \times \exp \left[-\frac{\xi_{nr}^2 + (1-\sigma_n)\xi_{ni}^2}{\sigma_n} \right];$$

$$I_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(x \cos \phi) d\phi,$$

где I_0 — функция Бесселя первого рода; ξ_{ni} , ξ_{nr} — нормальная к поверхности компонента скорости для падающей и отраженной молекул, отнесенная к $h_w^{-1/2}$.

Ядро рассеяния для касательной к поверхности компоненты скорости имеет вид

$$K(\xi_{\tau i} \rightarrow \xi_{\tau r}) = \frac{1}{\sqrt{\pi\sigma_\tau(2-\sigma_\tau)}} \exp \left[-\frac{(\xi_{\tau r} - (1-\sigma_\tau)\xi_{\tau i})^2}{\sigma_\tau(2-\sigma_\tau)} \right],$$

где $\xi_{\tau i}$, $\xi_{\tau r}$ — касательная к поверхности компонента скорости для падающей и отраженной молекул, отнесенная к $h_w^{-1/2}$.

Ядра рассеяния удовлетворяют принципу взаимности и условиям нормировки:

$$|\xi_{ni}| f_M(\xi_i) K(\xi_i \rightarrow \xi_r) = |\xi_{nr}| f_M(\xi_r) K(-\xi_i \rightarrow -\xi_r);$$

$$\int_{\xi_{nr} > 0} K(\xi_i \rightarrow \xi_r) d\xi_r = 1,$$

где f_M — максвелловская плотность распределения.

Спустя двадцать лет после формулирования модели CL был опубликован основанный на некотором преобразовании алгоритм ее реализации в рамках метода прямого статистического моделирования [9]. Модель в таком виде называется моделью Черчиньяни—Лампис—Лорда (CLL). Используемое преобразование расширяет CL модель для учета обмена вращательной энергией между газом и поверхностью. Потом были предложены модификации модели [10] для учета обмена колебательной энергией и расширения диапазона состояний рассеянных молекул. Модель CLL в настоящее время получила широкое признание, примеры ее применения представлены в работах Кетсдевера и Мюнца [11], Юты и Арай [12], Сантоса [13], Падильты [14], Уодсворта [15] и др.

Алгоритм моделирования скорости отраженной молекулы может быть построен следующим образом [9]. Основное преобразование, лежащее в основе алгоритма, одинаково для нормальной и касательной компонент скорости и изображено на рис. 2. Молекулярные состояния изображены на

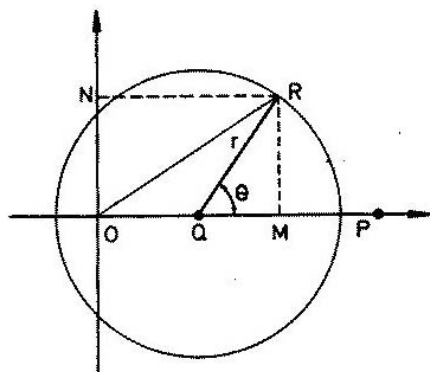


Рис. 2. Схема к вычислению скорости отраженной молекулы в модели CLL [9]

диаграмме точками, причем расстояние до точки начала координат представляет величину нормальной или суммарной касательной компоненты скорости, и во втором случае абсцисса и ордината есть касательные компоненты скорости по двум перпендикулярным направлениям. Точка P изображает состояние падающей молекулы и считается для простоты лежащей на горизонтальной оси, поскольку используемое преобразование инвариантно по отношению к вращению осей. Таким образом, расстояние OP представляет собой $|\xi_{ni}|$ или $|\xi_{\tau i}|$. Точка Q изображает осредненное состояние отраженных молекул и расположена на OP так, что $OQ/OP = \sqrt{1-\sigma}$, где σ — соответствующий коэффициент аккомодации (т.е. σ_n или $\sigma_\tau(2-\sigma_\tau)$). Точка R со-

ответствует реальному состоянию отраженной молекулы, вероятность данного состояния подчиняется двумерному распределению Гаусса с центром в точке Q . Тогда вероятность того, что R лежит в элементе площади dS с координатами r, θ равна $(1/\pi\sigma)\exp(-r^2/\sigma)dS$ и не зависит от θ . Здесь r — длина QR ; θ — полярный угол PQR . Соответствующие плотность вероятности и функция распределения имеют вид

$$f(r) = (2r/\sigma)\exp(-r^2/\sigma);$$

$$F(r) = \int_0^r f(x)dx = 1 - \exp(-r^2/\sigma).$$

Расстояние OR теперь изобразит ξ_{nr} или

$\sqrt{\xi_{\tau 1r}^2 + \xi_{\tau 2r}^2}$, в последнем случае проекции OM и ON изобразят $\xi_{\tau 1r}$ и $\xi_{\tau 2r}$.

Построим выражения для нахождения компонент скорости отраженной молекулы. Пусть α_i — независимые случайные числа, равномерно распределенные на $(0, 1)$. Тогда для нормальной составляющей скорости

$$r = h_w^{-1/2} \sqrt{-\sigma_n \ln \alpha_1}; \quad \theta = 2\pi\alpha_2;$$

$$\xi_{nm} = \sqrt{1 - \sigma_n} |\xi_{ni}|; \quad \xi_{nr} = \sqrt{r^2 + \xi_{nm}^2 + 2r\xi_{nm} \cos \theta}$$

и для тангенциальных составляющих скорости

$$r = h_w^{-1/2} \sqrt{-\sigma_\tau (2 - \sigma_\tau) \ln \alpha_3}; \quad \theta = 2\pi\alpha_4;$$

$$\xi_{\tau 1m} = \sqrt{1 - \sigma_\tau (2 - \sigma_\tau)} \xi_{\tau 1i}; \quad \xi_{\tau 1r} = \xi_{\tau 1m} + r \cos \theta;$$

$$r = h_w^{-1/2} \sqrt{-\sigma_\tau (2 - \sigma_\tau) \ln \alpha_5}; \quad \theta = 2\pi\alpha_6; \quad \xi_{\tau 2r} = r \sin \theta.$$

Метод и алгоритм

Метод прямого статистического моделирования основывается на вероятностных моделях, описывающих элементарные процессы взаимодействия молекул газа друг с другом и с поверхностью. Рассмотрим моделирование свободномолекулярного течения методом Монте-Карло. Без ограничения общности выделим около обтекаемого тела область в виде параллелепипеда, габариты которого превышают размеры тела в соответствующих направлениях. Будем считать, что на границах области столкновения молекул между собой не играют существенной роли, поэтому на границах функцию рас-

пределения влетающих в область молекул можно положить равной f_∞ .

Потоки молекул, влетающих в область через границы, выражаются в виде

$$N_j = S_j \int_{(\xi \cdot \mathbf{n}_j) > 0} (\xi \cdot \mathbf{n}_j) f_\infty(t, \xi) d\xi,$$

где N_j — поток через границу с номером j ; \mathbf{n}_j — единичный нормальный вектор, направленный внутрь области. Вычисление N_j сводится к известным интегралам от максвелловской функции, зависящим от скоростного отношения $s = V_\infty h_\infty^{1/2}$.

На первом этапе цикла моделирования разыгрывается номер границы, через которую влетает очередная молекула. В случае высокоскоростного потока алгоритм может быть упрощен: если поперечные к направлению потока размеры расчетной области достаточны для учета габаритов тела и теплового разброса скоростей молекул, влет можно рассматривать только с передней границы.

На втором этапе необходимо определить координату влета и скорость молекулы. Так как набегающий поток газа однороден, координаты молекул равномерно распределены по соответствующей границе. Скорость молекулы вычисляется как случайная величина, распределенная в соответствии с функцией f_∞ .

На третьем этапе, зная координаты точки влета и скорость молекулы, можно определить координаты точки ее столкновения с телом (если это имеет место). Вычисляются импульс и момент импульса, передаваемые телу.

На четвертом этапе по функции распределения отраженных молекул определяется скорость молекулы после отражения, вычисляются реактивный импульс и момент импульса.

Осредняя по большому количеству молекул, находим силы и моменты, действующие на тело, а также поток энергии на поверхности.

Алгоритм метода Монте-Карло выглядит следующим образом.

1. Ввод данных.
2. Определение границы влета молекулы в расчетную область.
3. Вычисление координат точки влета и скорости молекулы.
4. Вычисление координат точки пересечения траектории молекулы с поверхностью тела. Вычисление переданного импульса.
5. Вычисление скорости молекулы. Вычисление реактивного импульса.

6. Выполнение пп. 4, 5 до покидания молекулой расчетной области.

7. Осреднение данных.

На невыпуклом теле молекулы могут рассеиваться на другие части поверхности, поэтому после п. 5 управление передается на п. 4. Так как столкновения между молекулами отсутствуют, отраженная молекула рано или поздно покидает расчетную область, и управление передается на п. 2. В случае одного невыпуклого тела (в отличие от группы тел) учет вклада реактивного импульса должен производиться при последнем отражении от тела. Такой алгоритм дает правильные результаты, если в областях невыпуклости не играют существенной роли столкновения между молекулами (что может иметь место в случае их накопления).

Результаты и обсуждение

В данном параграфе представлены результаты расчета коэффициентов силы сопротивления, подъемной и боковой сил, моментов тангажа и рыскания для варианта ВКА при условиях суборбитального полета (рис. 3).

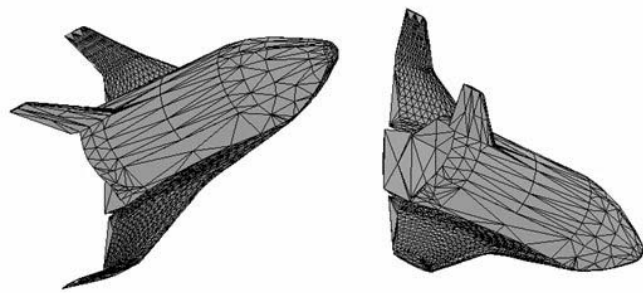


Рис. 3. Геометрическое представление варианта компоновки ВКА

Расчеты проведены в диапазоне углов атаки α и углов скольжения β от -90° до 90° с шагом 5° . Угол атаки изменяется путем вращения тела около центра масс оболочки вокруг оси Oz , а угол скольжения — вокруг оси Oy . В качестве характерных площади и линейного размера взяты площадь проекции на плоскость Oxz и максимальный габарит вдоль оси Ox в этой проекции. Значения параметров: температурный фактор $t_w = T_w/T_\infty = 1; 0,1; 0,001$; скоростное отношение $s = 10$; коэффициенты аккомодации $\sigma_\tau = 0,9, 1$ и $\sigma_n = 1$. Расчет проводился с использованием $5 \cdot 10^6$ моделирующих частиц.

Зависимости $C_x(\alpha)$, $C_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$ представлены на рис. 4–6 при различных σ_τ и t_w . Коэффициент C_x увеличивается с ростом угла атаки до значения около 2 при $\alpha = \pm 90^\circ$. При уменьшении σ_τ от 1 до 0,9 величина C_x снижается при $-55^\circ < \alpha < 45^\circ$ (Максвелл) и при $-90^\circ < \alpha < 90^\circ$ (CLL). В рамках модели Максвелла при больших по модулю углах атаки зеркально отраженные молекулы повышают величину C_x , чего не наблюдается в рамках модели CLL. Коэффициент C_y возрастает в несколько раз по модулю при уменьшении σ_τ от 1 до 0,9, при этом экстремумы C_y отодвигаются при уменьшении σ_τ в сторону больших по модулю углов атаки (от 40° до 50°). Модель CLL дает более умеренную оценку величины экстремумов C_y . Чувствительность $C_x(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$ к t_w относительно невысока при $t_w \ll 1$, тогда как для $C_y(\alpha)$ температур-

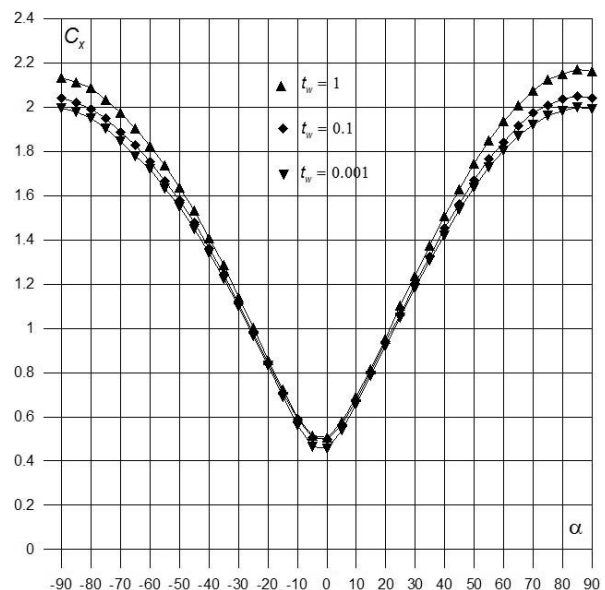
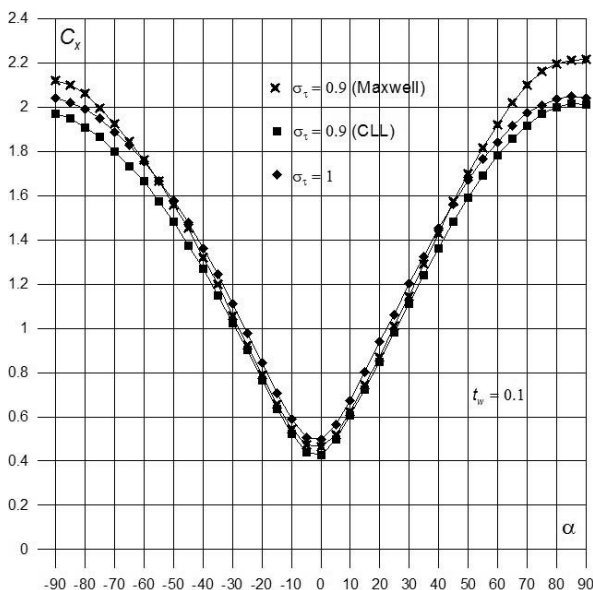


Рис. 4. Зависимости $C_x(\alpha)$ при $\sigma_\tau = 0,9$ и 1 ($t_w = 0,1$) и $t_w = 0,001; 0,1; 1$ ($\sigma_\tau = 1$)

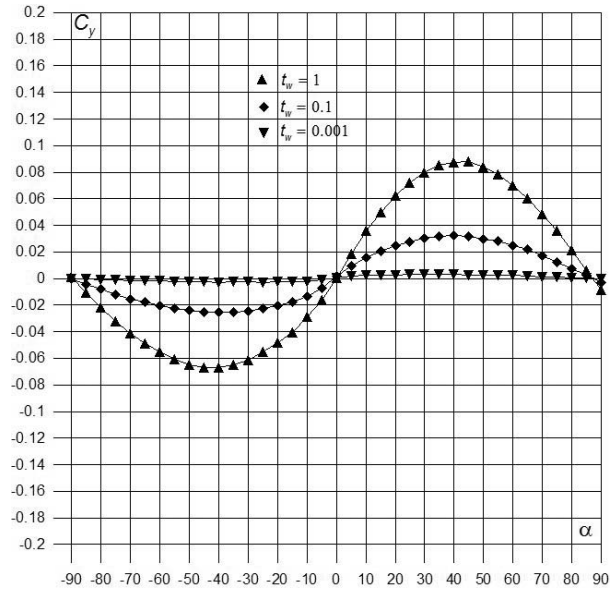
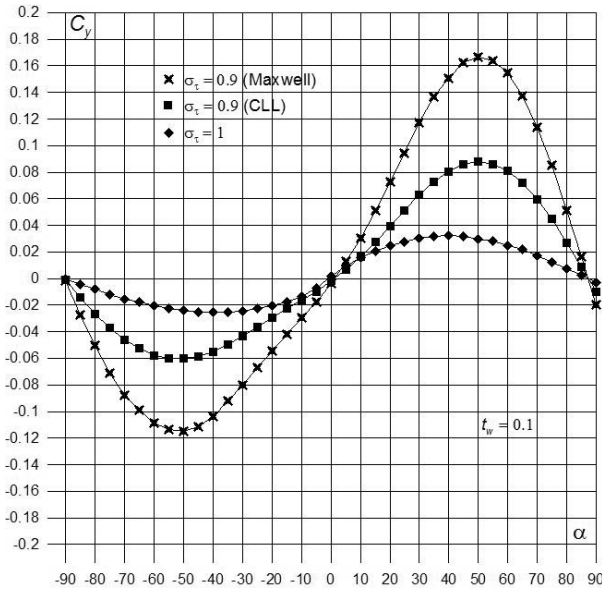


Рис. 5. Зависимости $C_y(\alpha)$ при $\sigma_\tau = 0,9$ и 1 ($t_w = 0,1$) и $t_w = 0,001; 0,1; 1$ ($\sigma_\tau = 1$)

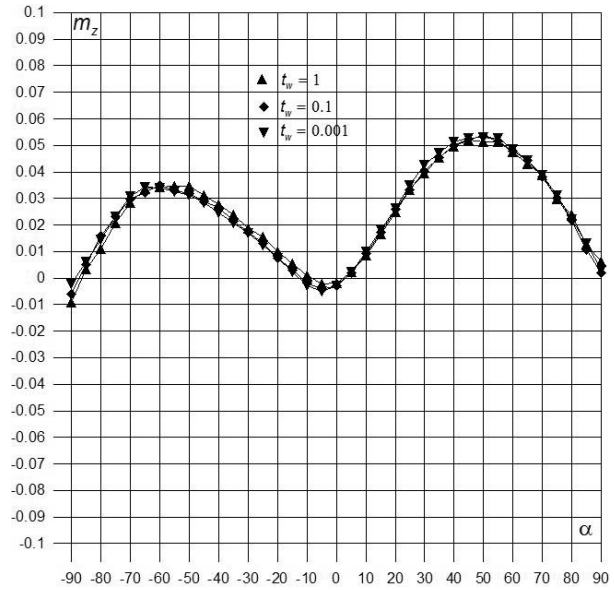
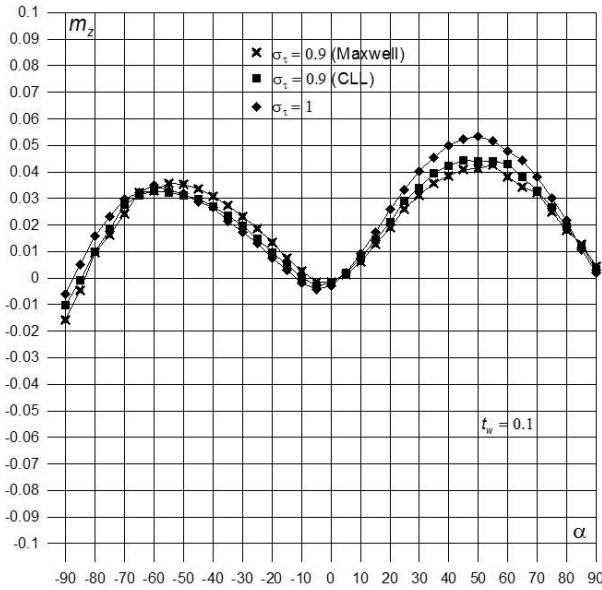


Рис. 6. Зависимости $m_z(\alpha)$ при $\sigma_\tau = 0,9$ и 1 ($t_w = 0,1$) и $t_w = 0,001; 0,1; 1$ ($\sigma_\tau = 1$)

ный фактор весьма существен [5, 16]. Зависимость $m_z(\alpha)$ говорит о том, что при понижении σ_τ (или повышении t_w) сужается диапазон углов атаки с благоприятными балансировочными свойствами по тангажу (из рис. 6 балансировочный угол атаки равен $\sim 3^\circ$). Модель CLL дает значения m_z , лежащие между значениями, полученными при $\sigma_\tau = 0,9$ и 1 по модели Максвелла.

Зависимости $C_x(\beta)$, $C_y(\beta)$, $C_z(\beta)$, $m_y(\beta)$, $m_z(\beta)$ представлены на рис. 7–9 для различных σ_τ и моделей взаимодействия. Коэффициент C_x увеличивается с ростом угла скольжения до значения около 1,2 при $\beta = \pm 90^\circ$. При уменьшении σ_τ от 1 до

0,9 величина C_x снижается при $-55^\circ < \beta < 55^\circ$ (Максвелл) и при $-90^\circ < \beta < 90^\circ$ (CLL). Зависимости $C_x(\beta)$ по этим моделям практически совпадают при $-20^\circ < \beta < 20^\circ$. В рамках модели Максвелла при больших по модулю углах скольжения зеркально отраженные молекулы повышают величину C_x . Зависимости $C_y(\beta)$ показывают наличие слабой отрицательной подъемной силы, зависимости $C_z(\beta)$ показывают наличие слабой боковой силы, направленной в сторону вращения аппарата. Более умеренную оценку этих величин дает модель CLL. При вариации угла скольжения возникают сопоставимые со случаем вариации угла атаки моменты рыскания

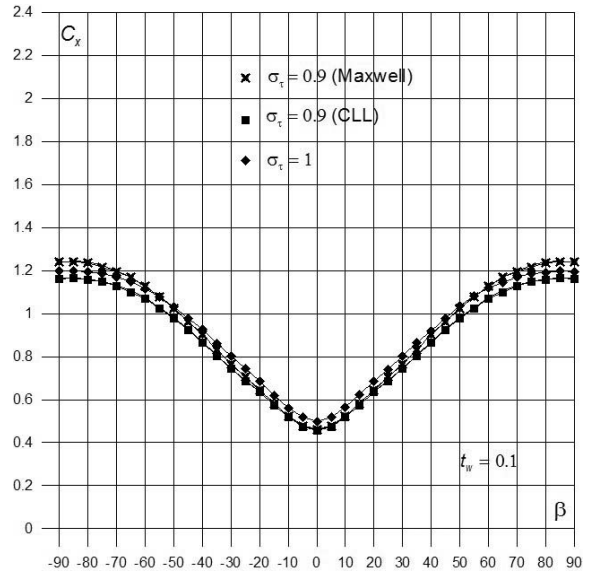
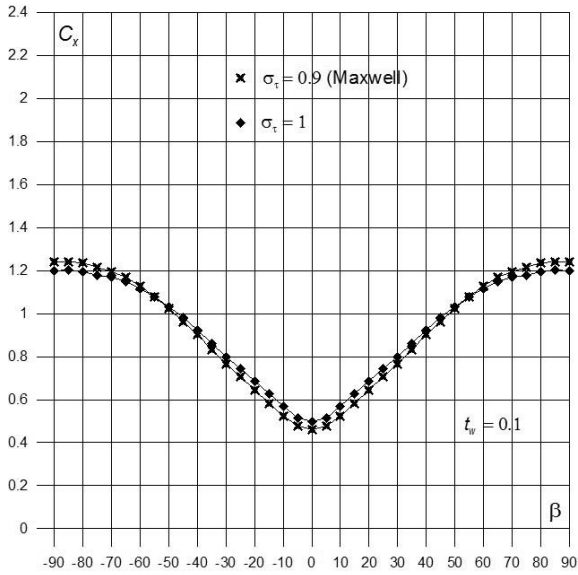


Рис. 7. Зависимости $C_x(\beta)$ ($\sigma_\tau = 0,9; 1; t_w = 0,1$) по моделям Максвелла и CLL

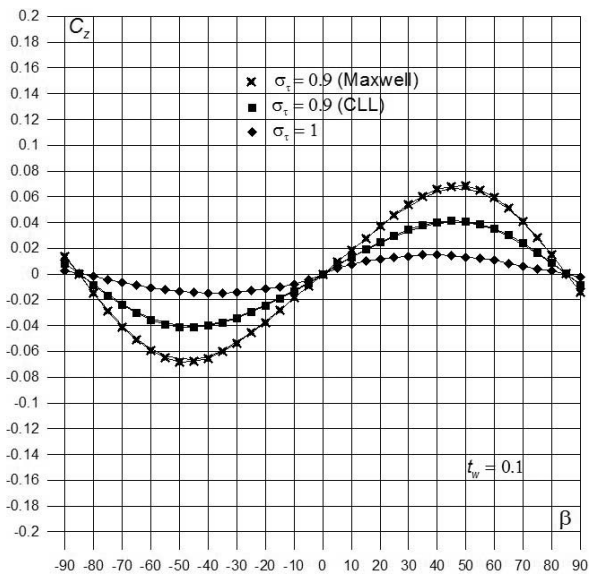
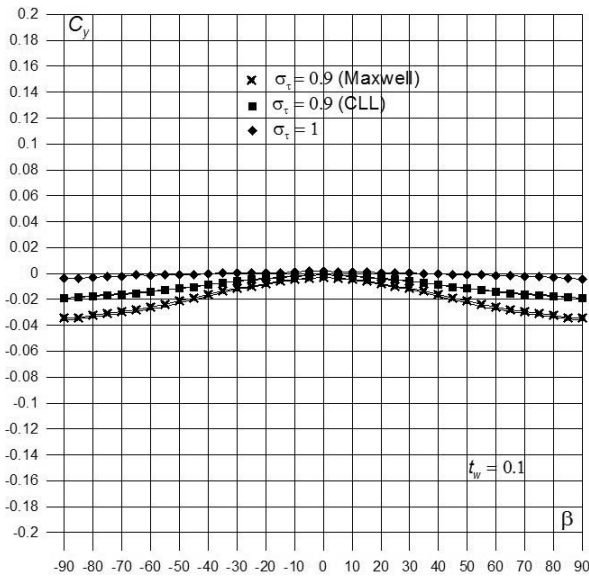


Рис. 8. Зависимости $C_y(\beta)$, $C_z(\beta)$ ($\sigma_\tau = 0,9; 1; t_w = 0,1$) по моделям Максвелла и CLL

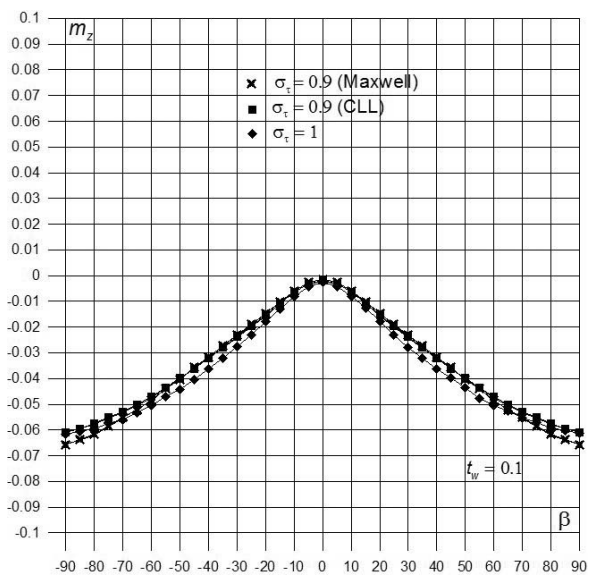
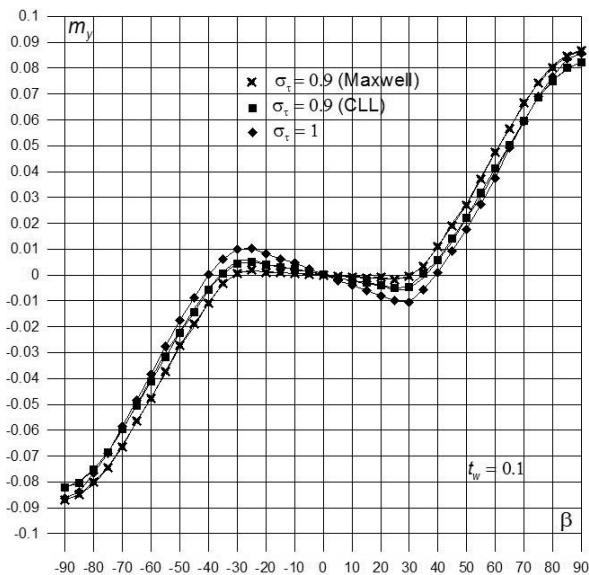


Рис. 9. Зависимости $m_y(\beta)$, $m_z(\beta)$ ($\sigma_\tau = 0,9; 1; t_w = 0,1$) по моделям Максвелла и CLL

и тангажа (рис. 9). Модель CLL дает лучшую оценку балансирующих свойства аппарата по рысканию, тогда как моменты тангажа по обеим моделям практически совпадают. В рамках каждой модели количество возможных соударений молекулы с аппаратом (1, 2 или 3) влияет на АДХ слабо. Малые поправки такого рода в коэффициенты подъемной и боковой сил и момента рыскания возникают при больших по модулю углах скольжения ($\sim 30^\circ$), но эти поправки существенно меньше влияния аккомодации и модели взаимодействия.

Выводы

Значения коэффициентов сил и моментов чувствительны не только к вариации аккомодационных свойств поверхности, но и к деталям распределения скоростей отраженных молекул при номинально одинаковом коэффициенте аккомодации по касательному импульсу. Влияние этих факторов сопоставимо по вкладу и должно учитываться совместно. Модель CLL дает значения коэффициентов сил и моментов, лежащие ближе к случаю полностью диффузного отражения. Малые поправки в коэффициенты подъемной и боковой сил и момента рыскания возникают при больших по модулю углах скольжения ($\sim 30^\circ$) за счет многократных соударений молекул с телом, но эти поправки существенно меньше влияния аккомодации, модели взаимодействия и температурного фактора. Чувствительность C_x и m_z к температурному фактору невысока при $t_w \ll 1$, тогда как для C_y и C_z температурный фактор имеет определяющее значение наряду с указанными выше факторами.

Библиографический список

1. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. Кинетическая теория. — М.: Наука, 1967.
2. Cercignani C. The Kramers Problem for a not Complete Diffusing Wall // J. Math. Phys. Appl. 1965. V. 1, N. 3, P. 568-586.
3. Cercignani C., Lampis M. Kinetic Models for Gas-Surface Interactions // Transport Theory and Statistical Physics. 1971. V. 1, N. 2, P. 101-114.
4. Nocilla S. The Surface Re-emission Law in Free Molecular Flow // Proc. of 3rd Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. 1963. V. 1, P. 327-346.

5. Freedlander O.G., Nikiforov A.P. Modelling Aerodynamic Atmospheric Effects on the Space Vehicle Surface Based on Test Data // ESA WPP-066. 1993.

6. Баранцев П.Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. — М.: Наука, 1975.

7. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. — Oxford: Clarendon Press, 1994.

8. Cercignani C., Lampis M. A New Model for the Differential Cross Section of a Polyatomic Gas // Proc. of 20th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. 1997. P. 731-736.

9. Lord R.G. Application of the Cercignani-Lampis Scattering Kernel to Direct Simulation Monte Carlo Calculations // Proc. of 17th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. 1991. P. 1427-1433.

10. Lord R.G. Some Further Extensions of the Cercignani-Lampis Gas-Surface Interaction Model // Phys. Fluids 1995. V. 7, N. 5, P. 1159-1161.

11. Ketsdever A.D., Muntz E.P. Gas-Surface Interaction Model Influence on Predicted Performance of Microelectromechanical System Resistojet // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. 2001. V. 15, N. 3, P. 302-307.

12. Utah S. and Arai H. Monte Carlo Simulation of Reentry Flows Based Upon a Three-Temperature Model // Proc. of 23rd Int. Symp. on Space Technology and Science. 2002. V. 1, P. 1209-1214.

13. Santos W.F.N. Gas-Surface Interaction Effect on Round Leading Edge Aerothermodynamics // Brazilian Journal of Physics. 2007. V. 37, N. 2A.

14. Padilla J.F. Assessment of Gas-Surface Interaction Models for Computation of Rarefied Hypersonic Flows // Ph.D. Dissertation. — University of Michigan, 2008.

15. Wadsworth D.C., Van Glider D.B., Dogra V.K. Gas-Surface Interaction Model Evaluation for DSMC Applications // Proc. of 23rd Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. 2003. P. 965-972.

16. Kussoy M.I., Stewart D.A., and Horstman C.C. Hypersonic Rarefied Flow over Sharp Slender Cones // NASA Technical Note. 1972. D-6689.