

УДК 533.6.011.72

© 2004 г. В. Н. ГУСЕВ, А. И. ЕРОФЕЕВ

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ КОСОГО СКАЧКА С ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ  
ПРИ ОБТЕКАНИИ ЦИЛИНДРА РАЗРЕЖЕННЫМ ГАЗОМ**

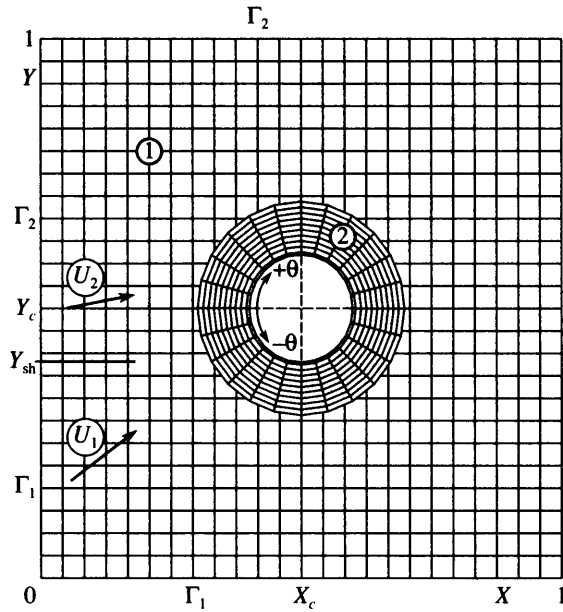
Методом прямого статистического моделирования исследуется обтекание цилиндра потоком разреженного двухатомного газа с косым скачком уплотнения. Исследованы особенности формирования высоконапорной струи сжатого газа при интерференции косого скачка уплотнения с головной ударной волной при изменении числа Рейнольдса. Проводится анализ изменения давления и теплопередачи к поверхности в зависимости от положения скачка относительно центра цилиндра, от числа  $Re$  и температуры поверхности. Дается сравнение с экспериментальными данными и результатами численного решения уравнений Эйлера и пограничного слоя. Переход от свободномолекулярного обтекания к континуальному режиму продемонстрирован на примере безинтерференционного обтекания цилиндра.

*Ключевые слова:* ударные волны, интерференция, разреженный газ.

Интерференция ударных волн и их взаимодействие с пограничным слоем при гиперзвуковых скоростях может приводить к значительному росту давления и теплового потока на поверхности обтекаемого тела. Классификация течений при взаимодействии внешнего скачка уплотнения с головной ударной волной перед телом дана в [1], где выявлено шесть основных типов такого взаимодействия. Наиболее критичен из них случай, когда косой скачок уплотнения падает на участок головной ударной волны, почти перпендикулярный скорости набегающего потока (IV тип взаимодействия по классификации Edney). В этом случае в течении образуется высоконапорная струя сжатого газа, которая подходит к поверхности тела под прямым углом. Сверхзвуковое течение в струе через замыкающий прямой скачок уплотнения переходит в дозвуковое, и на теле образуется линия растекания.

Как показали многочисленные экспериментальные исследования (см. библиографию в [2]), увеличение теплового потока на этой линии может во много раз превышать тепловой поток на критической линии тока обтекаемого тела без интерференции. Анализ предельных величин давления и теплового потока на поверхности при интерференции косого скачка уплотнения с головной ударной волной дан в [3, 4] в рамках теории локального приближения. В этом приближении поверхности газодинамических разрывов предполагаются плоскими, а течения в областях между разрывами однородными. Приведенные в [3, 4] результаты расчетов показали, что с уменьшением числа  $Re$  относительные величины теплового потока на линии растекания уменьшаются, становясь меньше своих предельных минимальных значений, полученных в рамках теории пограничного слоя. Очевидно, что в этом случае существенными в рассматриваемой задаче становятся такие факторы, как взаимодействие пограничного слоя с невязким потоком и разреженность среды.

В области малых чисел  $Re$ , по-видимому, в [5] впервые проведено экспериментальное (в вакуумной аэродинамической трубе) и численное (основанное на решении полной системы уравнений Навье – Стокса) исследование обтекания цилиндра при интерференции падающего скачка с головной ударной волной. В [5] обнаружены пять типов интерференции, но не найдено 4-го типа, что объясняется сильным влиянием разреженности газа. Расчеты в [5] проводились при числе  $Re_{0d} = \rho_1 U_1 d / \mu_0 = 64$ , где



Фиг. 1. Конфигурация поля течения и расчетная сетка

$Re_{0d}$  – число Рейнольдса, определяемое по диаметру цилиндра  $d$  и коэффициенту вязкости  $\mu_0$  при температуре торможения  $T_0$ . В недавних экспериментальных исследованиях [6], в которых  $Re_{0d} \approx 224$ , интерференция 4-го типа явно имеет место. Поэтому представляет интерес дальнейшее исследование указанных течений при малых числах  $Re$  для изучения особенностей и отклонений от режимов сплошной среды. Ниже задача об обтекании цилиндра потоком газа с косым скачком уплотнения решается на основе кинетического уравнения Больцмана методом прямого статистического моделирования.

**1. Метод расчета.** В методе прямого статистического моделирования рассчитывается движение ансамбля молекул, имитирующее движение реального газа [7]. Расчетная область разбивалась на ячейки (фиг. 1), размер которых должен быть меньше местной длины свободного пробега молекул в газе. Расчетная область строилась в системе координат, связанной с косым скачком, так что ось  $x$  направлена вдоль скачка. Во внешней области течения (зона 1) расчетная сетка определялась в декартовой системе координат с постоянным шагом  $\Delta x = \Delta y = h$  в обоих направлениях. Вблизи поверхности цилиндра (зона 2) вводилась цилиндрическая система координат и размер ячеек определялся величинами  $\Delta r$  и  $\Delta \varphi$ : как правило,  $\Delta r = h$  и  $l_\varphi = R_c \Delta \varphi \approx h$ , где  $R_c$  – радиус цилиндра. Вброс частиц с границы  $\Gamma_1$  определялся максвелловской функцией распределения по скоростям и больцмановской – по вращательной энергии  $E_R$  молекул

$$f(\xi) = \frac{n_1}{(2\pi RT_1)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\xi - U_1)^2}{2RT_1}\right) \frac{1}{kT_1} \exp\left(-\frac{E_R}{kT_1}\right) \quad (1.1)$$

а на границе  $\Gamma_2$

$$f(\xi) = \frac{n_2}{(2\pi RT_2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\xi - U_2)^2}{2RT_2}\right) \frac{1}{kT_2} \exp\left(-\frac{E_R}{kT_2}\right) \quad (1.2)$$

Параметры газа  $n_2$ ,  $T_2$ ,  $U_2$  за косым скачком уплотнения определялись по параметрам невозмущенного потока  $n_1$ ,  $T_1$ ,  $U_1$  из соотношений Ренкина – Гюгонио.

Рассматривался двухатомный газ, молекулы которого обладают двумя вращательными степенями свободы. Обмен энергией между поступательными и вращательными модами ( $TR$ -обмен) описывался феноменологической моделью Ларсена – Боргнакке (см. [7]) с параметром вращательной релаксации  $Z_R = 6$ , т.е. с достаточно быстрым  $TR$ -обменом энергией (см. [8]). В равновесном состоянии отношение удельных теплоемкостей такого газа  $\gamma = 1.4$ . Сечение взаимодействия молекул определялось по модели сфер переменного диаметра для степенного потенциала  $V(r) = kr^{-s}$ , где  $r$  – расстояние между молекулами, а  $k$ ,  $s$  – параметры. Длина свободного пробега для этой модели определяется соотношением

$$\lambda = \frac{16\mu}{5\pi\rho}\sqrt{\frac{\pi}{2RT}}\left(1 - \frac{2}{3s}\right)\left(1 - \frac{1}{s}\right) \quad (1.3)$$

зависимость коэффициента вязкости от температуры имеет вид

$$\mu \propto T^{0.5 + 2/s} \quad (1.4)$$

Рассматривался случай с  $s = 10$ ,  $\mu \propto T^{0.7}$ , что соответствует азоту при умеренных температурах. В качестве параметра, характеризующего степень разреженности газа, принято число  $Re_{0d}$  (см. [9]). Отметим, что для выбранной модели межмолекулярного взаимодействия число  $Re_{0d}$  связано с числом Кнудсена  $Kn_1 = \lambda_1/d$ , где  $\lambda_1$  средняя длина свободного пробега молекул в невозмущенном потоке газа, соотношением

$$Re_{0d} = \frac{0.2634M_1}{Kn_1}$$

где  $M_1$  – число Маха набегающего потока.

Описанная выше расчетная сетка, определяемая по параметрам невозмущенного потока, предназначалась для проведения расчета в первой итерации и для построения поля течения. В связи с тем что плотность и температура газа могут существенно отличаться от соответствующих величин в невозмущенном потоке, после первой итерации проводилась коррекция сетки, а именно: осуществлялось дробление ячеек в соответствии с величиной местной длины свободного пробега молекул, рассчитанной по формуле (1.3). Для ячеек во внешней зоне дробление велось по той оси координат, вдоль которой градиент плотности был больше. Для ячеек во внутренней области дробление ячеек проводилось в направлении радиуса. Процедура повторялась в последующих итерациях. Для каждой итерации, т.е. при расчете на заданной вначале или скорректированной по предыдущей итерации сетке, определялись параметры установившегося поля течения, силовое и тепловое воздействие потока на обтекаемое тело. Расчет заканчивался тогда, когда эти величины мало различались в двух последних итерациях. Для анализа использовались распределения потока нормального к поверхности импульса, трения и тепловых потоков на поверхности цилиндра. Эти величины для элемента поверхности  $dS$  рассчитывались следующим образом: поток нормального импульса

$$P_n = m \int \xi_n^2 f(\xi, E_R) d\xi dE_R$$

поток тангенциального импульса

$$P_\tau = m \int \xi_n \xi_\tau f(\xi, E_R) d\xi dE_R$$

поток энергии

$$J_E = \int \left( \frac{m\xi^2}{2} + E_R \right) \xi_n f(\xi, E_R) d\xi dE_R$$

где  $m$  – масса молекул,  $f(\xi, E_R)$  – функция распределения молекул по скоростям и вращательной энергии.

Безразмерные коэффициенты нормальной силы, трения и коэффициент теплопередачи определялись следующим образом:

$$C_n = \frac{2P_n}{\rho_1 V_1^2}, \quad C_\tau = \frac{2P_\tau}{\rho_1 V_1^2}, \quad C_h = \frac{2J_E}{\rho_1 V_1^3}, \quad \rho_1 = mn_1$$

Следует отметить, что в рассматриваемой задаче величина потока нормального импульса на поверхность практически совпадает с давлением газа. Поэтому ниже вместо  $C_n$  используется безразмерный коэффициент давления  $C_p = 2p/\rho_1 V_1^2$ .

Расчеты проводились при следующих значениях определяющих параметров:  $M_1 = 6.5$ ,  $Re_{0d} = 5-128$ ,  $\gamma = 1.4$ , температурный фактор  $t_w = T_w/T_0 = 0.31$  (ряд результатов получен также при  $t_w = 0.15$ ), угол между вектором скорости невозмущенного потока газа и косою ударной волной  $\alpha = 30^\circ$ . Здесь  $T_w$  – температура поверхности. Число моделирующих молекул изменялось от  $4 \cdot 10^5$  до  $2 \cdot 10^6$  в зависимости от числа  $Re$ . Числовые значения параметров  $M_1$ ,  $t_w$ , как и в [5], соответствуют величинам, характерным для вакуумных аэродинамических труб.

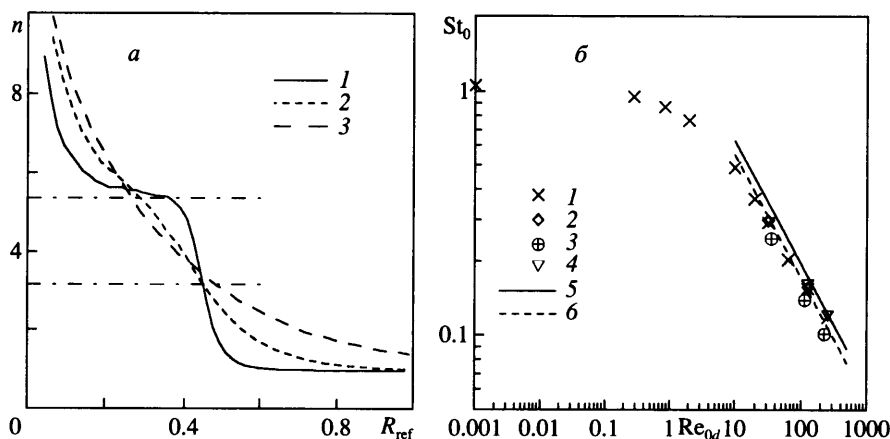
Положение падающего скачка относительно центра цилиндра определялось через безразмерный параметр  $L_{sh} = (Y_c - Y_{sh})/R_c$ . При  $|L_{sh}| \gg 1$  имеет место безынтеференционное обтекание, причем условию  $L_{sh} \ll -1$  соответствует обтекание цилиндра с параметрами невозмущенного потока, а условию  $L_{sh} \gg 1$  – обтекание цилиндра с параметрами газа  $n_2$ ,  $T_2$ ,  $U_2$  за косым скачком уплотнения.

**2. Обтекание цилиндра без взаимодействия ударных волн.** Рассмотрим сначала обтекание цилиндра в отсутствие косою скачка уплотнения. На этом примере целесообразно также проследить переход от картины обтекания, характерной для малых чисел  $Re$ , к обтеканию в режиме сплошной среды.

Профили числовой плотности  $n$  на линии торможения как функции расстояния от поверхности цилиндра при  $M_1 = 6.5$  и  $t_w = 0.31$  приведены на фиг. 2, а. Из этих данных видно, что отошедшая ударная волна формируется при  $Re_{0d} \approx 100$  ( $Kn_1 = 0.017$ ), при  $Re_{0d} < 32$  имеет место монотонное возрастание плотности без плато и при  $Re_{0d} < 20$  – без точки перегиба. При  $Re_{0d} = 128$  срединная точка ударной волны, в которой относительная плотность  $t_n = (n - n_1)/(n_2 - n_1) = 0.5$  расположена на расстоянии от поверхности, равном  $R_{ref} = r/R_c - 1 = 0.447$ . Этот результат согласуется с расчетными данными [10] для отхода ударной волны  $\epsilon_0$  при обтекании цилиндра идеальным газом, полученным методом интегральных соотношений для  $M = 5$ ,  $\epsilon_0 = 0.481$ , и с приведенными в [10] экспериментальными данными при  $M = 6$ ,  $\epsilon_0 = 0.456$ . Зависимость числа Стантона  $St_0$  от числа  $Re$  на линии торможения приведена на фиг. 2, б. Связь числа Стантона и коэффициента теплопередачи дается соотношением

$$C_h = St_0(1 - t_w) \left( 1 + \frac{2}{\gamma - 1} \frac{1}{M^2} \right)$$

На фиг. 2, б приведены также зависимости, соответствующие теплообмену в ламинарном пограничном слое, которые показывают, что при  $Re_{0d} \geq 100$  расчетные данные близки к континуальному пределу.



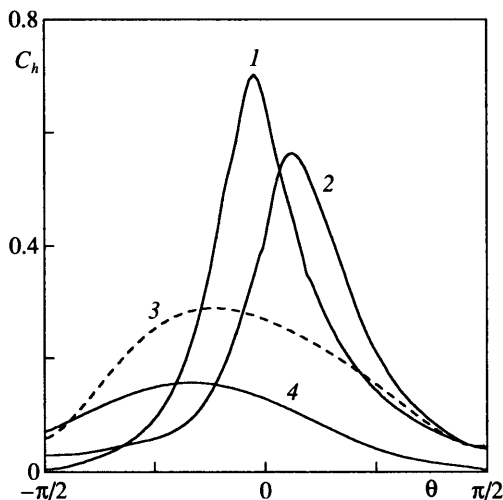
Фиг. 2. Характеристики обтекания цилиндра и теплообмена без взаимодействия ударных волн: а – профили плотности на линии торможения как функции безразмерного расстояния от поверхности  $R_{ref}$  и числа Рейнольдса  $Re_{od}$ . 1 –  $Re_{od} = 128$ , 2 – 32, 3 – 20. б – зависимость числа Стантона  $St_0$  от  $Re_{od} \mu \sim T^{0.7}$ : 1 –  $M_1 = 6.5$ ,  $t_w = 0.31$ ; 2 –  $M_1 = 6.5$ ,  $t_w = 0.15$ ; 3 –  $M_1 = 3.29$ ,  $t_w = 0.31$ ;  $\mu \sim T^{0.5}$ ; 4 –  $M_1 = 6.5$ ,  $t_w = 0.31$ ; 5 –  $St_0 = 2Re_{od}^{-1/2}$ ,  $M_1 = 6.5$ ; 6 –  $St_0 = 1.75Re_{od}^{-1/2}$ ,  $M_1 = 3.29$

Результаты расчетов коэффициента нормальной силы  $C_{p0}$  и коэффициента теплопередачи  $C_{h0}$  на линии торможения как функций числа  $Re_{od}$  при  $M_1 = 6.5$  и  $t_w = 0.31$  приведены ниже. Верхние строчки соответствуют газу, коэффициент вязкости которого  $\mu \propto T^{0.7}$ , нижние – газу из твердых сфер ( $\mu \propto T^{0.5}$ ).

| $Re_{od}$ | 0     | 2     | 10    | 20    | 32    | 64    | 128   | 256   |
|-----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $C_{p0}$  | 2.591 | 2.142 | 1.96  | 1.91  | 1.893 | 1.862 | 1.86  | 1.858 |
| $C_{h0}$  | 0.875 | 0.592 | 0.379 | 0.282 | 0.226 | 0.160 | 0.122 | 0.093 |
|           |       |       |       |       |       |       | 0.127 | 0.094 |

**3. Обтекание цилиндра при взаимодействии ударных волн.** В сплошной среде, т.е. при больших числах  $Re$ , ударные волны представляются бесконечно тонкими поверхностями разрыва, поскольку их толщина равна нескольким длинам свободного пробега молекул. Как следует из соотношений (1.1), (1.2), граничные условия задавались таким образом, что на границе  $x = 0$  при  $y = Y_{sh}$  (фиг. 1) формировался разрыв функции распределения. Этот разрыв должен трансформироваться в ударную волну с конечной толщиной. Расчеты показали, что скачок конечной толщины практически формируется на расстоянии  $x \approx 15\lambda_1$ . Эта особенность обтекания тел в разреженном газе, связанная с формированием ударной волны конечной толщины, учитывалась в расчетах: как правило, положение центра цилиндра на оси  $x$  (т.е. координата  $X_c$ ) выбиралось так, чтобы возмущенная зона взаимодействия скачков начиналась при  $x \geq 20\lambda_1$ .

Рассмотрим зависимости величин нормальной силы и тепловых потоков на поверхность цилиндра от числа  $Re_{od}$  и положения падающего косога скачка уплотнения относительно центра цилиндра  $L_{sh}$ . В качестве примера, характерного для картины обтекания при  $Re_{od} \geq 20$ , на фиг. 3 приведены результаты расчетов распределения коэффициента теплопередачи  $C_h$  по поверхности цилиндра для различных  $L_{sh}$  в зависимости от угла  $\theta$ , отсчитываемого от диаметра, параллельного скачку (фиг. 1), для  $Re_{od} = 64$ . При  $L_{sh} = 1.25$ , т.е. в случае, когда величины  $C_h$  достигают своих абсолют-



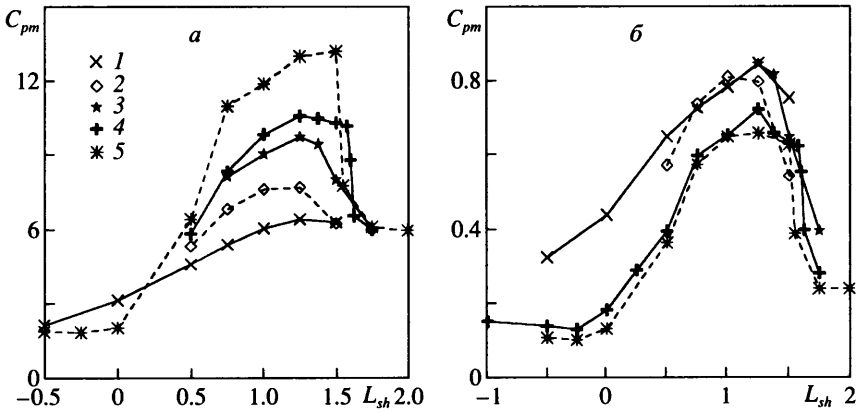
Фиг. 3. Распределение коэффициента теплопередачи  $C_h$  по поверхности цилиндра при различном положении падающего скачка относительно центра цилиндра: 1 –  $L_{sh} = 1.25$ , 2 – 0.75, 3 – 1.75, 4 –  $L_{sh} = -3$

ных максимальных значений, зависимость  $C_h(\theta)$  имеет четко выраженное и достаточно острое пиковое значение, в то время как при других значениях  $L_{sh}$  эти зависимости более пологие. Аналогичные результаты получены и для давления. Отметим, что для  $Re_{od} = 64$  наибольшие по максимальным значениям величины давления и теплопередачи (при  $L_{sh} = 1.25$ ) превышают соответствующие величины, полученные при обтекании цилиндра без косога скачка, примерно в 5.7 раза ( $C_p$ ) и 4.5 раза ( $C_h$ ).

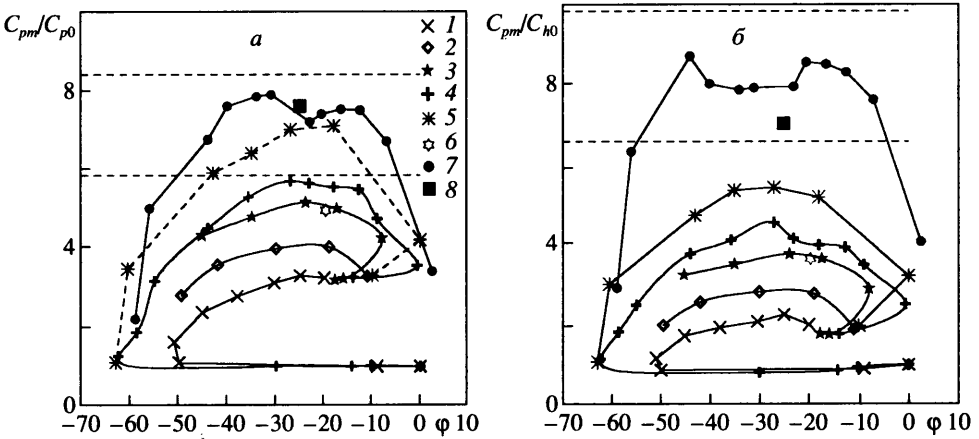
Суммарные данные о зависимости максимальных значений  $C_{pm}$  и  $C_{hm}$  от  $Re_{od}$  и  $L_{sh}$  приведены на фиг. 4. Максимальные значения давления и теплового потока на поверхность цилиндра достигаются при  $L_{sh} \approx 1.25$  для всех расчетных чисел  $Re$ . Величина  $C_{pm}$  существенно зависит от  $Re_{od}$ : при увеличении  $Re_{od}$  от 10 до 128 величина  $C_{pm}$  возросла примерно в 2 раза. Совершенно иная ситуация имеет место для  $C_{hm}$ : во-первых, изменение  $C_{hm}$  в том же диапазоне чисел  $Re$  невелико (примерно 30%), а во-вторых, абсолютный максимум  $C_{hm}$  достигается при наименьшем значении числа  $Re$ , а именно при  $Re_{od} = 10$   $C_{hm} = 0.85$ . Эта величина близка к значению в свободномолекулярном режиме обтекания  $C_{hf} = 0.821$ . Если полученные значения максимальных тепловых потоков к поверхности отнести к свободномолекулярному значению, то для  $Re_{od} = 128$  получим  $K_h = C_{hm}/C_{hf} = 0.814$ . Этот результат согласуется с приведенными в [6] данными экспериментального исследования обтекания цилиндра воздухом при взаимодействии ударных волн  $K_{hex} = 0.878$  ( $Re_{od} = 224$ ,  $M_1 = 10$ ,  $t_w = 0.274$ ,  $T_0 = 1070$  К,  $\gamma = 1.4$ ,  $\alpha = 25.7^\circ$ ).

Из других особенностей зависимостей  $C_{pm}$  и  $C_{hm}$  от положения падающего скачка уплотнения  $L_{sh}$  отметим очень резкое изменение давления и теплового потока при  $L_{sh} \approx 1.5$  и  $Re_{od} \geq 64$ . При меньших числах  $Re$  зависимости  $C_{pm}$  и  $C_{hm}$  от  $L_{sh}$  не имеют столь резких изменений.

Сопоставление данных для различных положений косога скачка удобно проводить, если представить зависимости максимальных значений  $C_{pm}$  и  $C_{hm}$  как функции угла  $\phi$ , при котором достигается это максимальное значение. Угол  $\phi$  отсчитывается от линии торможения при обтекании цилиндра без скачка, причем отрицательным значениям  $\phi$  соответствует обход поверхности цилиндра по часовой стрелке. На фиг. 5

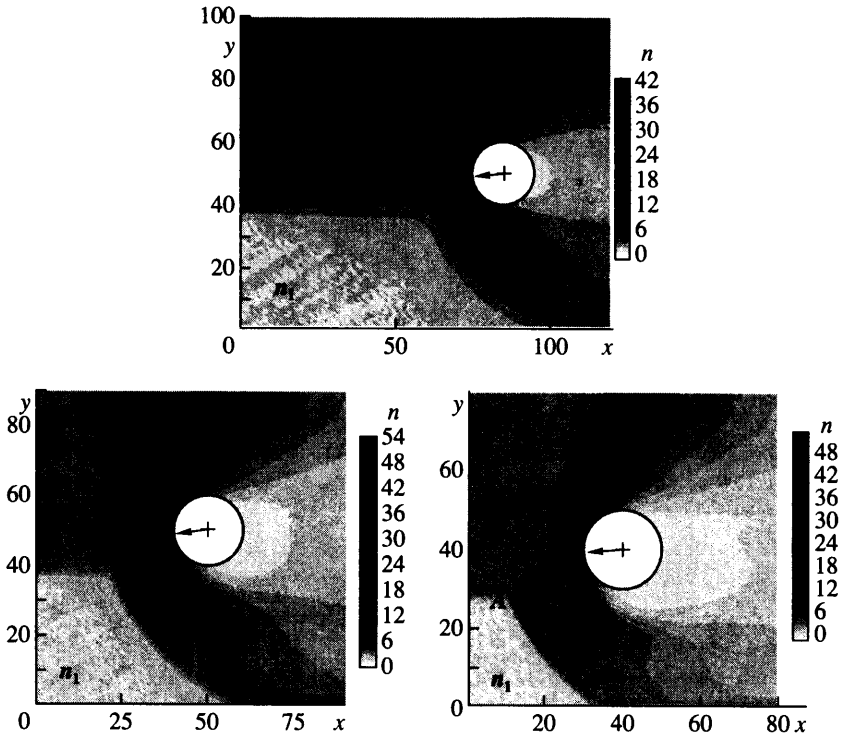


Фиг. 4. Зависимости максимальных значений давления  $C_{pm}$  (а) и теплового потока  $C_{hm}$  (б) от положения падающего скачка  $L_{sh}$ : 1 –  $Re_{0d} = 10$ , 2 – 20, 3 – 32, 4 – 64, 5 – 128



Фиг. 5. Зависимости максимальных относительных значений давления  $C_{pm}$  (а) и теплового потока  $C_{hm}$  (б) от угла  $\phi$ : 1 –  $Re_{0d} = 10$ , 2 – 20, 3 – 32, 4 – 64, 5 – 128 ( $t_w = 0.31$ ); 6 –  $t_w = 0.15$ ,  $Re_{0d} = 32$ , 7 – данные [4], 8 – экспериментальные данные [6]. Штриховыми линиями даны предельные значения, полученные в [3, 4]

приведены зависимости от угла  $\phi$  отношений  $C_{pm}/C_{p0}$  и  $C_{hm}/C_{h0}$ , где  $C_{p0}$  и  $C_{h0}$  – величины на линии торможения, полученные при обтекании цилиндра без падающего скачка. Здесь же приведены результаты расчетов в режиме сплошной среды, полученные при решении уравнений Эйлера и уравнений пограничного слоя в [4] для  $M_1 = 6$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $\alpha = 22.5^\circ$  и экспериментальные данные [6]. Как видно, качественно характер обтекания в разреженном газе в определенной степени согласуется с режимом сплошной среды. Расчетные данные для коэффициента давления при  $Re_{0d} = 128$  близки к результатам, полученным с помощью уравнений Эйлера, и экспериментальным данным [6], различие с которыми составляет менее 10%. Что же касается тепловых потоков, то для них различие существенно: расчетные данные для максимального значения  $C_{hm}$  при  $Re_{0d} = 128$  отличаются от данных для непрерывного режима примерно в 1.7 раза и на 30% – от данных эксперимента.



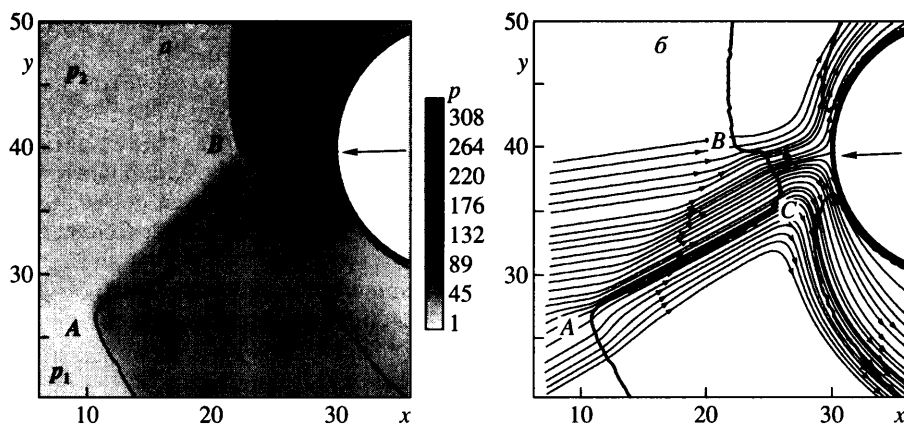
Фиг. 6. Поля плотности для различных значений числа  $Re$  и  $L_{sh} = 1.25$ : а –  $Re_{0d} = 10$ , б – 32, в – 128. Стрелками указаны положения линии растекания

На фиг. 5 приведены также результаты расчетов при  $Re_{0d} = 32$ ,  $t_w = 0.15$  (точки б), которые показывают, что влияние температурного фактора на величину давления несущественно. Невелико это влияние и на величину относительного теплового потока  $\sim 12\%$ . Из фиг. 4 и 5 следует, что отмеченные выше резкие изменения давления и тепловых потоков при  $L_{sh} \approx 1.5$  и  $Re_{0d} \geq 64$  сопровождаются изменением положения линии растекания на  $10\text{--}15^\circ$ .

Обратимся к анализу полей течения. На фиг. 6 приведены поля плотности для  $Re_{0d} = 10, 32, 128$  и  $L_{sh} = 1.25$ . При  $Re_{0d} = 10$  толщина ударной волны сравнима с диаметром цилиндра  $d$ . Действительно, в этом случае  $d \approx 6\lambda_1$ , что сопоставимо с толщиной ударной волны  $t_n \approx 3.5\lambda_1$  (см., например, [8]). Как следствие, имеется сильно размытая зона взаимодействия ударных волн, заканчивающаяся широким единым фронтом вблизи поверхности цилиндра. Очевидно, что при такой большой степени размывания возмущенной зоны невозможно классифицировать типы взаимодействия, как это делается для течений в режиме сплошной среды.

В то же время результаты расчетов при  $Re_{0d} = 128$  указывают на зарождение конфигурации течения, сходной с 4-м типом интерференции по классификации Edney. Действительно, зона взаимодействия со стороны невозмущенного потока простирается на расстояние, сравнимое с диаметром цилиндра. Между зонами течения с параметрами, соответствующими газу, прошедшему головную ударную волну и косой скачок уплотнения, формируется зона смешения (треугольник  $ABC$  на фиг. 6, в). Однако и при данном числе  $Re$  все границы зон и ударная волна сильно размыты, т.е.





Фиг. 7. Поле давления (а) и линии тока (б) при  $Re_{0d} = 128$  и  $L_{sh} = 1.25$ . Сплошные кривые – звуковые линии

имеют конечную толщину, как это должно быть в разреженном газе при малых числах  $Re$ .

Остановимся на особенностях формирования высоконапорной струи сжатого газа при интерференции косога скачка уплотнения с головной ударной волной при изменении числа  $Re$ . При  $Re_0 \rightarrow \infty$  такая струя образуется в волновой структуре, состоящей из двух  $\lambda$ -образных скачков уплотнения, и ограничена тангенциальными разрывами, начинающимися в точках  $A$  и  $B$  этих скачков (фиг. 6). При подходе к телу сверхзвуковое течение в струе через замыкающий прямой скачок уплотнения переходит в дозвуковое и на теле образуется линия растекания. Предельные режимы течения в высоконапорной струе сжатого газа, образующиеся в такой волновой структуре, рассмотрены в [3, 4].

При умеренных числах  $Re$ , как показывают проведенные расчеты, высоконапорная струя сжатого газа при интерференции косога скачка уплотнения с головной ударной волной формируется лишь одним  $\lambda$ -образным скачком уплотнения (в точке  $A$ ). Это следует, например, из приведенных выше распределения плотности перед цилиндром при  $Re_{0d} = 128$  (треугольник  $ABC$  на фиг. 6), поля давления и линий тока, представленных на фиг. 7. На фиг. 7 показаны также звуковые линии, отделяющие сверх- и дозвуковые области течения. Как видно из фиг. 7, в точке  $B$ , по-видимому, зарождается второй  $\lambda$ -образный скачок, однако вместо косога скачка по линии  $BC$  образуется прямой скачок, после которого скорость в высоконапорной струе становится дозвуковой. Давление газа за линией  $BC$  возрастает, затем уменьшается, что сопровождается возрастанием скорости, которая немного превышает скорость звука. Об этом свидетельствует небольшая замкнутая зона течения между линией  $BC$  и поверхностью, ограниченная звуковой линией. Отметим, что течение в высоконапорной струе между линией  $BC$  и поверхностью в определенной степени схоже с картиной течения газа в недорасширенной струе.

Таким образом, полученные расчетные данные обтекания цилиндра при наличии интерференции косога скачка уплотнения с головной ударной волной дают возможность проследить за переходом картины обтекания с очень размытыми границами областей течения при малых числах  $Re$  к картине обтекания, во многих чертах сходной с обтеканием в режиме сплошной среды.

**Заключение.** Полученные данные дают возможность проследить изменение картины течения от режима, в котором толщина ударной волны сопоставима с радиусом ци-

линдра, до режима обтекания, близкого к континуальному с бесконечно тонкими поверхностями разрыва. При наибольших расчетных числах  $Re$  настоящие результаты согласуются с экспериментальными данными и результатами расчетов на основе уравнений Эйлера и уравнений пограничного слоя.

В диапазоне чисел  $Re_{0d} = 10-128$  величина максимального давления достигается примерно при одном и том же положении косого скачка относительно центра цилиндра, а именно:  $L_{sh} = (Y_{sh} - Y_c)/R_c \approx 1.25$  ( $Y_{sh}$ ,  $Y_c$  – координаты скачка и центра цилиндра в системе координат, связанной с косым скачком, в которой ось  $x$  расположена вдоль скачка). В данном диапазоне чисел  $Re$  величина максимального давления  $C_{pm}$  изменяется примерно в 2 раза, увеличиваясь при повышении числа  $Re$ . При  $Re_{0d} = 128$  величина  $C_{pm}$  превышает давление в точке торможения изолированного цилиндра примерно в 7 раз.

Зависимость величины максимального теплового потока от положения скачка относительно центра цилиндра имеет максимум также при  $L_{sh} \approx 1.25$ . В отличие от давления коэффициент теплопередачи максимален при наименьшем числе  $Re_{0d} = 10$ , а его изменение при увеличении числа  $Re$  до  $Re_{0d} = 128$  не превышает 30%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 01-01-00633) и программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-1984.2003.1).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Edney B.* Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speeds in the Presence of an Impinging Shock // К.Т.Н. Abhandl. № 239. Medd. Flugtekn. försök.-anstalt. Stockholm, Report 115. 1968. 92 p.
2. *Боровой В.Я.* Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983. 141 с.
3. *Гусев В.Н.* Предельные режимы взаимодействия внешнего скачка уплотнения с головной ударной волной перед телом // Учен. зап. ЦАГИ. 2001. Т. 32. № 1–2. С. 3–12.
4. *Гусев В.Н., Чинилов А.Ю.* Интерференция головной ударной волны с косым скачком уплотнения и изотропической волной сжатия // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 4. С. 122–130.
5. *Ботин А.В.* Интерференция наклонного скачка с ударным слоем на затупленной кромке при малых числах Рейнольдса // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 166–171.
6. *Reijasse P., Bur R., Chanetz B.* Experimental analysis of aerodynamic interactions occurring on hypersonic spacecraft // J. Spacecraft and Rockets. 2001. V. 38. № 2. P. 129–135.
7. *Bird G.A.* Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Oxford: Clarendon Press, 1994. 458 p.
8. *Ерофеев А.И.* Исследование структуры ударной волны в азоте на основе траекторных расчетов взаимодействия молекул // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 6. С. 134–147.
9. *Гусев В.Н., Егоров И.В., Ерофеев А.И., Провоторов В.П.* Верификация моделей и методов в динамике разреженных газов // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 2. С. 128–137.
10. *Белоцерковский О.М.* Обтекание симметричного профиля с отошедшей ударной волной // ПММ. 1958. Т. 22. Вып. 2. С. 206–219.

Москва

Поступила в редакцию  
23.X.2003