

УДК 533.6.011.55:541.124

РАСЧЕТ СВЕРХЗВУКОВОЙ ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ НЕРАВНОВЕСНЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

А. К. БУРДЕЛЬНЫЙ, В. Б. МИНОСЦЕВ

(Москва)

Рассматривается сверхзвуковое неравновесное пространственное обтекание тел при наличии плоскости симметрии течения. Все параметры течения в ударном слое считаются заданными до некоторой поверхности пространственного типа, т. е. поверхности в каждой точке которой нормальная к ней составляющая скорости больше местной замороженной скорости звука a_f . Следовательно, исследуется течение неравновесного газа лишь в чисто сверхзвуковой области обтекания. Процессами молекулярного переноса пренебрегается. Приводится пример расчета обтекания сегментального тела неравновесным потоком воздуха.

До настоящего времени по расчету неравновесного трехмерного течения газа в сверхзвуковой области обтекания тел опубликована лишь одна работа [1], в которой исследуется влияние неравновесной диссоциации на течение около затупленных обратных конусов, расположенных в сверхзвуковом потоке кислорода. Трудности исследования пространственных неравновесных течений вызваны необходимостью включения уравнений химической кинетики в систему определяющих уравнений, что приводит к существенному усложнению программы и увеличению времени счета.

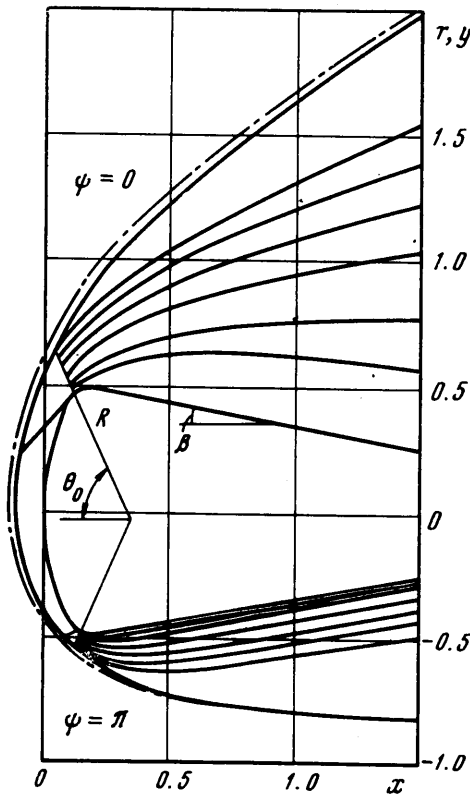
Течение неравновесного газа описывается следующей системой уравнений [2]:

Течение неравновесного газа описывается следующей системой уравнений [2]:

$$\begin{aligned} \nabla \rho \mathbf{V} &= 0, & (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} + \rho^{-1} \nabla p &= 0 \\ \mathbf{V} \nabla p - \gamma_i p \rho^{-1} \mathbf{V} \nabla \rho &= \gamma_i p \Phi \\ \mathbf{V} \nabla \gamma_i &= \omega_i, & \mathbf{V} \nabla e_{vi} &= \omega_{vi} \\ m p &= a_1 \rho T \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \mathbf{V} — вектор скорости, ρ — плотность, p — давление, m — молекулярный вес смеси, T — температура, γ_i — концентрация i -й

компоненты, e_{vi} — внутренняя энергия колебательных степеней свободы i -й компоненты на 1 моль, отнесенные соответственно к максимальной скорости V_{\max} , ρ_{∞} , $\rho_{\infty} V_{\max}^2$, m_{∞} , T_{∞} , m_{∞}^{-1} , RT_{∞} ; γ_i — отношение «замороженных» теплоемкостей, Φ — функция энергетического влияния физико-химических процессов, являющаяся комбинацией скоростей этих процессов ω_i и ω_{vi} , $a_1 = RT_{\infty} / V_{\max}^2 m_{\infty}$, R — универсальная газовая постоянная.



Фиг. 1

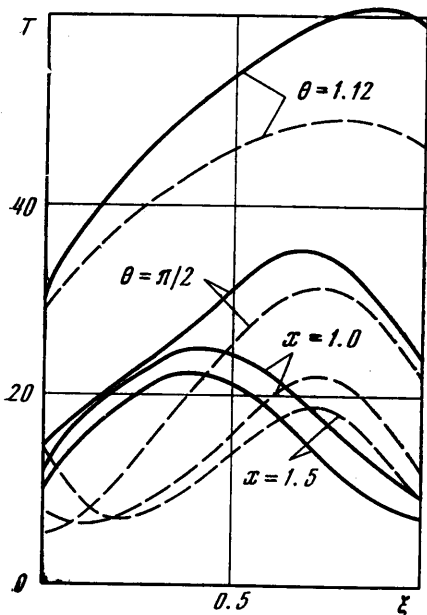
Индекс ∞ относится к соответствующим размерным величинам в набегающем потоке.

Первые три соотношения системы (1) описывают поведение газодинамических параметров течения, следующие два совместно с уравнением состояния (последнее соотношение системы) — изменение химического состава газа и релаксацию колебательных степеней свободы молекулярных компонент.

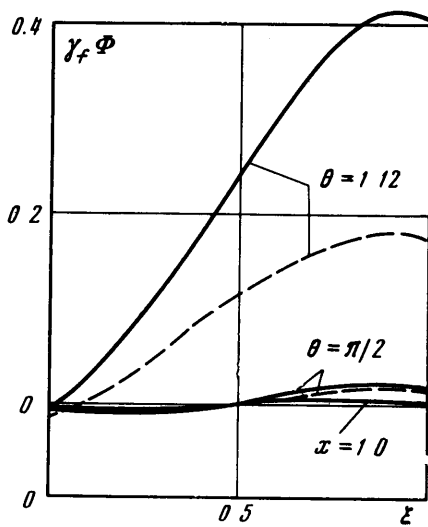
Начальные условия для системы (1) задаются на некоторой поверхности пространственного типа (например, $\theta = \theta_0$ на фиг. 1). На поверхности тела ($\xi = (r - r_b)/(r_s - r_b) = 0$, где индексы b и s относятся соответственно к координатам тела и ударной волны) должно выполняться условие непротекания, на поверхности ударной волны ($\xi = 1$) используются обычные соотношения для совершенного газа, т. е. внутренние процессы считаются замороженными, $\gamma_{is} = \gamma_{i\infty}$, $e_{vi} = 0$.

Как видно из системы (1), влияние внутренних процессов в уравнениях, описывающих газодинамику течения, осуществляется лишь суммарным образом через величины γ_f и Φ . Это свойство суммарного влияния релаксации физико-химических процессов на газодинамические параметры обтекания используется в численной схеме данной работы.

Решение уравнения газовой динамики проводится по схеме, предложенной Ю. Я. Михайловым для расчета течений совершенного газа [3]. В данной работе в качестве искоемых функций вводятся три компоненты скорости, $\ln p$ и $\ln \rho$. Уравнения газовой динамики приводятся к характеристическому виду. В полученной характеристической системе два уравнения являются условиями совместности на волновых поверхностях и про-



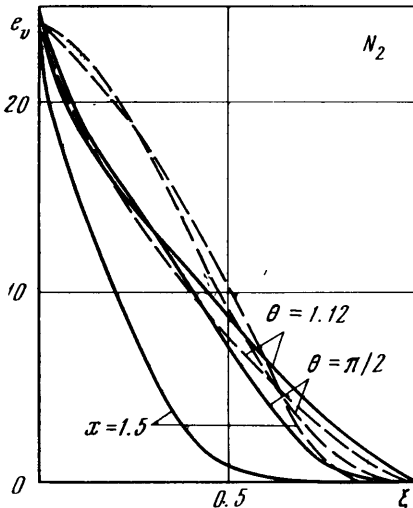
Фиг. 2



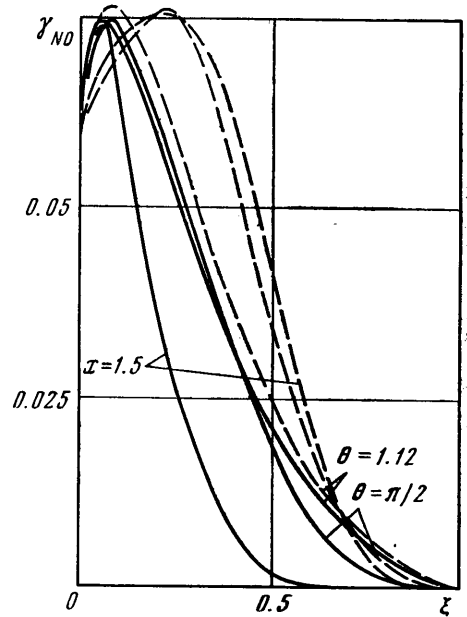
Фиг. 3

изводные в этих уравнениях в меридиональных сечениях расписываются, как и в работе [4], по четырехточечной схеме. Оставшиеся три уравнения являются условиями на поверхностях тока и соответствующие производные в них расписываются по шеститочечной схеме [3]. Полученные таким образом разностные уравнения разрешаются в каждой меридиональной

плоскости рассчитываемого слоя методом прогонки при значениях γ_i и Φ , взятых с предыдущего слоя. Изменение производных по меридиональному углу учитывается итеративно. Геометрической интерпретацией условия устойчивости схемы является требование, чтобы в меридиональных плоскостях исходящие из каждой рассчитываемой точки линии $\xi = \text{const}$ располагались в характеристическом треугольнике, что обычно выполняется во всем поле течения.



Фиг. 4



Фиг. 5

Уравнения физико-химических процессов решаются лишь в плоскости симметрии течения по неявной схеме с использованием метода Ньютона (аналогично работе [5]), для чего из каждой рассчитываемой точки по определенным из газодинамических уравнений компонентам скорости проводятся назад линии тока до пересечения с поверхностью, образующей предыдущий слой, на котором известны все искомые величины. Значения необходимых для расчета параметров в точке пересечения определяются интерполяцией по ближайшим узлам. Таким образом в плоскости симметрии течения во всех узлах рассчитываемого слоя находятся компоненты состава γ_i и энергия колебаний e_{vi} , а затем и новые значения γ_i и Φ . Значения γ_i и Φ в других меридиональных плоскостях определяются с помощью тригонометрической аппроксимации по найденным значениям в соответствующих узлах плоскости симметрии.

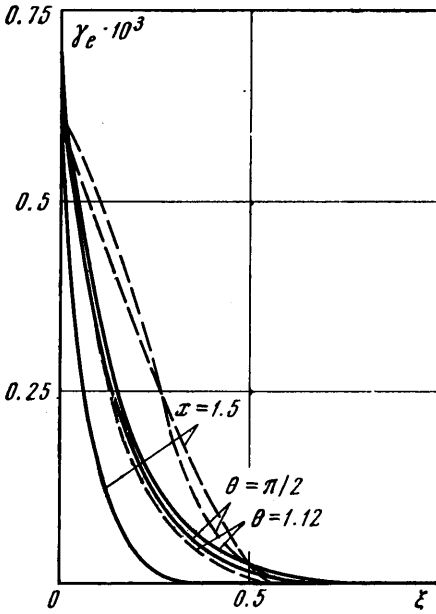
Рассмотрим результаты расчета сверхзвуковой области обтекания неравновесным потоком воздуха тела сегментальной формы (фиг. 1), имеющего скругление контура в области миделя, определяемое в цилиндрической системе координат по формуле (r и x отнесены к радиусу затупления R_0)

$$\left[r^2 + (1-x)^2 \right]^{20} - \left[\frac{1}{\beta} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{r \sin \beta}{(1-x) \sin \beta + \sin(\theta^* - \beta)} \right]^{40} = 1 \quad (2)$$

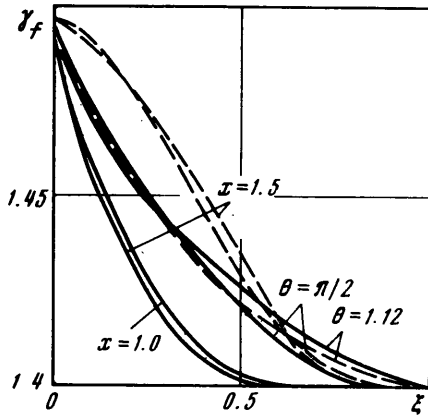
Обзор результатов исследования обтекания тел такого рода совершенным газом, а также с учетом реальности газа по приближенной методике содержится в работе [6].

В приводимом примере расчета угол атаки $\alpha = 15^\circ$, число M набегающего потока $M_\infty = 20$, $T_\infty = 250^\circ$, $p_\infty = 10^{-4}$ атм, $\theta^* = 30^\circ$, $\beta = 10^\circ$, $R_0 = 1$ см. Воздух в ударном слое рассматривался как девятикомпонентная смесь O_2 , N_2 , NO , O , N , O_2^+ , N_2^+ , NO^+ , e , возбуждение колебательных степеней свободы O_2 , N_2 , O_2^+ , N_2^+ считалось неравновесным. Для расчета скоростей физико-химических процессов и термодинамических функций использовалась программа работы [7].

На фиг. 1 представлена рассчитанная картина течения в плоскости симметрии. Сплошными линиями приведены контур тела, ударная волна, линии тока и звуковая линия, штрих-пунктирной линией, так же как и на других фигурах, показаны результаты расчета обтекания данного тела совершенным газом с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$. Расчет от начальных данных, заданных на конической поверхности $\theta = \theta_0$, которые получены по методу рабо-



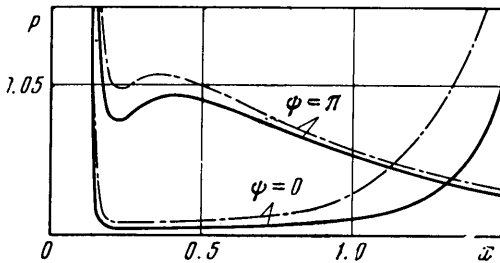
Фиг. 6



Фиг. 7

ты [7], проводился вначале в сферической системе координат R, θ, ψ с центром, расположенным в плоскости симметрии в точке с координатами $x = 0,3547, y = -0,022$, а после разворота по θ до $\theta = \pi/2$ — в цилиндрической системе координат r, x, ψ .

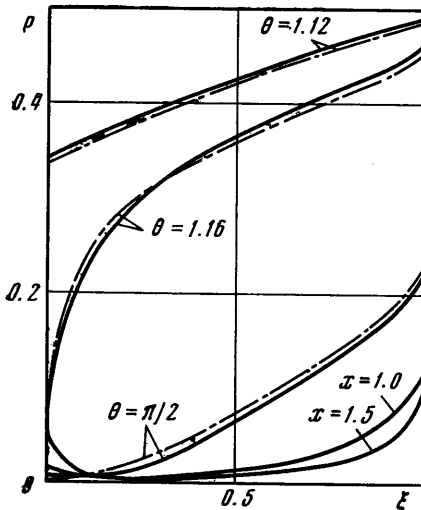
Из представленной картины течения и распределения линий тока между поверхностью тела и ударной волной в сверхзвуковой области очевиден



Фиг. 8

различный характер течения с подветренной ($\psi = 0$) и наветренной сторон обтекания. Результаты расчета приводятся на фиг. 2—7, 11 для наветренной стороны сплошными, для подветренной — пунктирными линиями.

С наветренной стороны обтекания ударная волна расположена очень близко к поверхности тела и весь поток газа, вошедший в ударный слой в дозвуковой области обтекания вблизи от скругления, проходит область веера волн разрежения. При этом температура потока резко падает (фиг. 2), что приводит к замораживанию физико-химических процессов и уменьшению их энергетического вклада до нуля (фиг. 3). Линии тока, идущие из дозвуковой области, за разворотом становятся параллельными поверхности тела, и по мере увеличения координаты x относительная область, занимаемая этими линиями в ударном слое, быстро уменьшается и составляет $\sim 40\%$ толщины ударного слоя при $x = 1.5$. Вся остальная область ударного слоя с наветренной стороны занята газом, вошедшим в ударный слой за звуковой линией, и вследствие быстрого падения температуры вдоль ударной волны (фиг. 2) физико-химические процессы в нем практически не возникают. Характер формирования с наветренной стороны пристеночного слоя с переменным составом газовой смеси аналогичен образованию вихревого слоя на затупленных конусах.



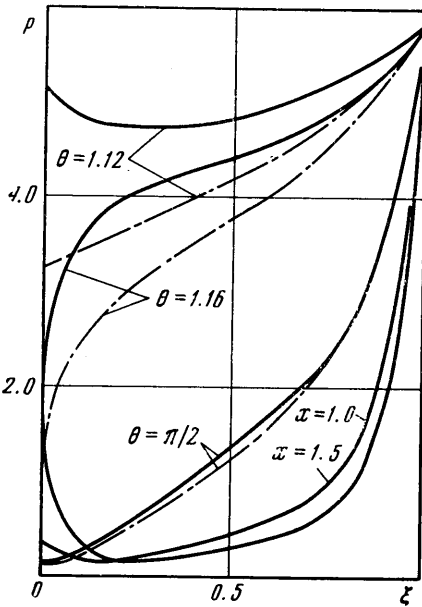
Фиг. 9

Как видно из фиг. 1, с подветренной стороны картина течения несколько иная. Линии тока, прошедшие через область высоких температур и, следовательно, вдоль которых возникающие в потоке физико-химические процессы привели к заметному изменению состава, занимают существенно большую часть ударного слоя.

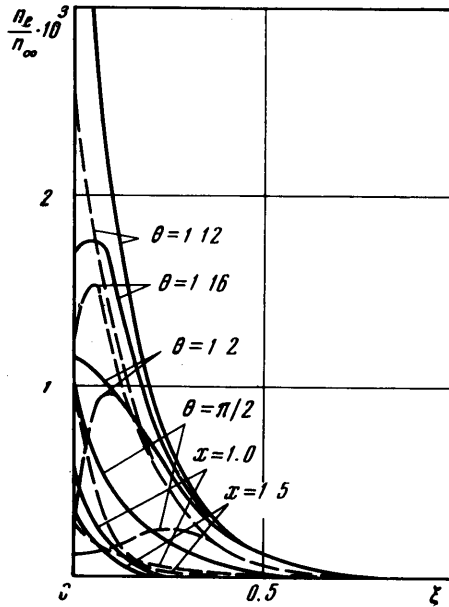
Вследствие замораживания физико-химических процессов концентрации компонент состава газа, энергия колебаний и, следовательно, γ , остаются в сверхзвуковой области обтекания практически постоянными вдоль линий тока. Характер их изменения поперек ударного слоя (фиг. 4—7) определяется фактически картиной распределения линий тока в ударном слое.

В работе [6] с помощью приближенной методики показано, что в случае околоравновесного обтекания лобовой поверхности сегментальных тел влияние физико-химических процессов на распределение давления по боковой поверхности оказывается существенным. В данном примере расчета обтекание лобовой поверхности происходит в условиях сильной неравновесности течения в ударном слое и влияние физико-химических процессов на распределение газодинамических параметров в сверхзвуковой области обтекания оказывается незначительным. Это видно из фиг. 8 и 9, где соответственно представлено распределение давления в плоскости симметрии по поверхности тела и поперек ударного слоя с подветренной стороны обтекания. Резкое возрастание давления с подветренной стороны обтекания, как показано в работе [6], вызвано перетеканием потока, что приводит, по-видимому, к возникновению висячего скачка в этой области. На фиг. 10 приведено распределение плотности поперек ударного слоя с подветренной стороны обтекания. Как видно, на начальной поверхности ($\theta_0 = 1.12$) имеется существенное различие в распределениях при обтекании неравновесным и совершенным газом. В случае неравновесного течения

вблизи поверхности тела имеется область повышения плотности, вызванная наличием физико-химических процессов. Однако после разворота потока в окрестности скрутления ($\theta = 1.16$) характер распределения плотности при неравновесном обтекании уже соответствует распределению плотности в совершенном газе, а при $\theta = \pi/2$ соответствующие значения плотностей уже практически не отличаются.



Фиг. 10



Фиг. 11

Резкое падение плотности в окрестности мидела тела приводит к характерному изменению числа электронов в единице объема $n_e = \gamma_e \rho n_\infty$ (фиг. 11), где n_∞ — общее число частиц в единице объема набегающего потока.

Поступило 28 X 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацкова О. Н., Чушкин П. И. Влияние неравновесной диссоциации на сверхзвуковое пространственное обтекание обратных конусов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
2. Стулов В. П., Теленин Г. Ф. Неравновесное обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 1.
3. Киреев В. И., Лифшиц Ю. Б., Михайлов Ю. Я. О решении прямой задачи сопла Лавалья. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 1.
4. Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М., «Наука», 1964.
5. Стулов В. П., Шкадова В. П. Об одномерном неравновесном течении воздуха. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 2.
6. Миносцев В. Б., Теленин Г. Ф. Исследование сверхзвукового пространственного обтекания затупленных тел. Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1970, № 5.
7. Шкадова В. П. Трехмерное обтекание лобовой части затупленных тел неравновесным сверхзвуковым потоком воздуха. Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1970, № 5.