УДК 533.6.011.5

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ УДЛИНЕННЫХ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ФОРМОЙ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

А. В. АНТОНЕЦ, Ю. М. ЛИПНИЦКИЙ

(Москва)

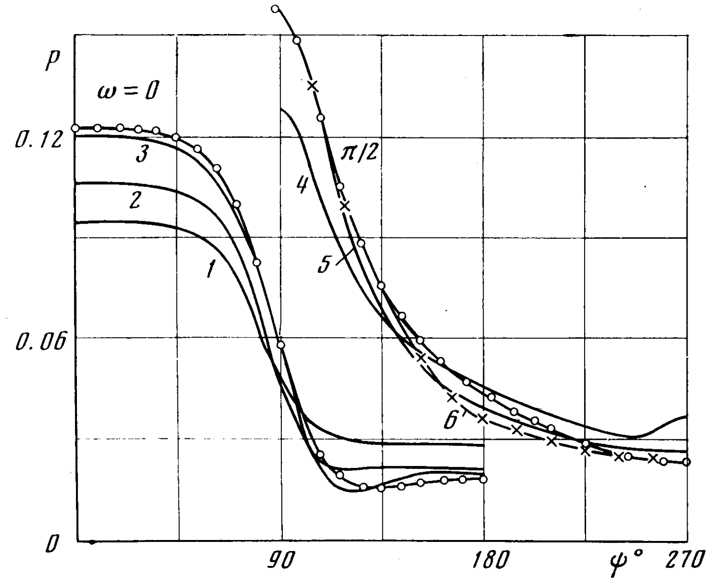
К настоящему времени разработаны вычислительные алгоритмы и проведены систематические исследования пространственного сверхзвукового обтекания осесимметричных тел потоком как совершенного газа, так и потоком воздуха с равновесными и неравновесными физико-химическими превращениями [1–6]. Подробно изучены конические течения около тел с различной формой поперечного сечения в широком диапазоне углов атаки [7–11]. По мере дальнейшего развития численных методов очередной задачей становится анализ сверхзвукового обтекания затупленных тел большого удлинения с достаточно произвольной формой поперечных сечений. В данной работе рассматриваются эффекты существенно пространственного (без плоскостей симметрии) обтекания тел, поперечные сечения которых представляют собой эллипсы с постоянным или переменным отношением осей по длине тела.

Решение задачи о сверхзвуковом обтекании затупленного тела большого удлинения строится в два этапа. Сначала определяются газодинамические функции в до- и трансзвуковой области течения около лобовой поверхности тела. Для этого применяется метод установления [12], позволяющий получить предельное (при $t\to\infty$) решение полной системы нестационарных уравнений газовой динамики от сравнительно произвольных начальных данных при независящих от времени граничных условиях. Из полученного в результате решения четырехмерной задачи стационарного распределения газодинамических функций извлекаются необходимые начальные данные для следующего этапа расчета сверхзвуковой области течения. На этом этапе в силу гиперболичности стационарной системы газодинамических уравнений по продольной координате x послойно решается трехмерная задача [5].

В общем случае пространственных течений направление вектора скорости однородного потока V задается двумя углами: углом атаки α между вектором скорости V и продольной осью тела x и углом собственного вращения ω, равного углу между вертикальной плоскостью симметрии тела и плоскостью угла атаки, содержащей ось x и вектор скорости набегающего потока. Для эллиптического конуса естественным затуплением является трехосный эллипсоид с таким же, как у конуса, отношением поперечных осей $c/в$ (полуоси a, b, c направлены вдоль декартовых координат x, y, z). Расчет течения около эллипсоида проводится в сферической системе координат r, θ, ψ с центром, сдвигаемым к критической точке относительно центра эллипсоида, чтобы получить начальные данные для расчета обтекания конусов с максимально возможными углами полураствора. Плоскость $\theta=\pi/2$, являясь одной из расчетных, выбирается целиком лежащей в сверхзвуковой области течения. Продолжение решения от $\theta=\pi/2$ вниз по потоку осуществляется в цилиндрической системе координат x, ψ, r. Отсутствие плоскости симметрии течения приводит к необходимости рассматривать полную область по меридиональному углу $0\leqslant\psi\leqslant2\pi$. Других, непосредственно не связанных с расширением рассчитываемой области течения, изменений в алгоритме [5] не требуется. Газ предполагается совершенным с отношением удельных теплоемкостей $\gamma=c_p/c_v=1.4$.

Рассмотрим обтекание затупленного по эллипсоиду ($a:b:c=1:1:1.5$) эллиптического конуса с отношением полуосей $b:c=1:1.5$ и углом полураствора в плоскости малой оси $\theta_s=8°$ сверхзвуковым потоком газа при $M_\infty=6$; $\alpha=10°$; $\omega=0$, $\pi/6$, $\pi/3$, $\pi/2$. Если $\omega=0$ или $\omega=\pi/2$, то течение, очевидно, имеет плоскость симметрии, и на больших удалениях вниз по потоку от затупления результаты можно сравнить с асимптотическими решениями для конических течений, полученными аналогично [11]. На фиг. 1 линиями с индексом 0 показаны распределения давления p на остром эллиптическом конусе при $\omega=0$ и $\omega=\pi/2$. Давление отнесено к удвоенному скоростному напору набегающего потока $2q_\infty=\rho_\infty V_\infty^2$. Кривыми с индексами *1–6* нанесены результаты для затупленного конуса при $X=x/a=5.4$, 10.1, 16.6 ($\omega=0$); 5.4, 10.4, 14.9 ($\omega=\pi/2$). Координата x отсчитывается от носика тела. Видно, что с увеличением x распределение давления по меридиональному углу ψ на затупленном эллиптическом конусе приближается к асимптотическому коническому решению. В то же время из-за энтропийного эффекта значения плотности (температуры) отличаются примерно в 3 раза. Для острого конуса энтропийная функция $\vartheta(\psi)=p\cdot\rho^{-\gamma}$ на поверхности тела (нулевой линии тока) принимает значение 0.0173, а для затупленного – 0.081.

Изменение давления на теле $p(\psi)$ при увеличении ω от 0 до $\pi/2$ при $X=13.1$ иллюстрируется на фиг. 2 (индексы на кривых $1\div4$ соответствуют $\omega=0$, $\pi/6$, $\pi/3$, $\pi/2$). По этим распределениям давления можно проследить, как сдвигается точка растекания поперечного потока (максимум давления) из плоскости $\psi=0$ в плоскость



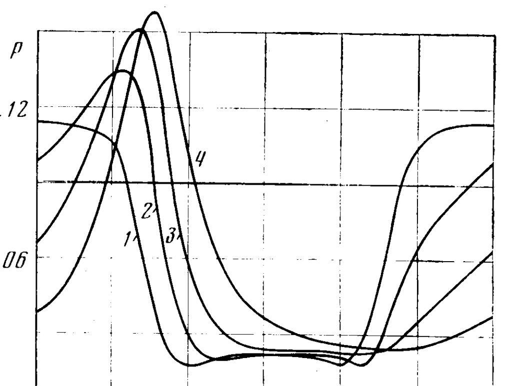
Фиг. 1

$\psi=\pi/2$ при увеличении угла собственного вращения ω. Одновременно с перемещением этой точки увеличиваются максимальные уровни давления и пропадает «полка» давления на наветренной стороне тела, что связано с изменением характера зависимости местного угла атаки $\alpha_м$ от меридионального угла φ.

Для произвольного тела $r(x, \psi)$ местный угол атаки определяется формулой

$$\sin\alpha_м = (\mathbf{v}_\infty/|\mathbf{v}_\infty|,\ \mathbf{n})$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор внутренней нормали к поверхности $r=r(x, \psi)$.



Фиг. 2

В частном случае для тел с эллиптическим поперечным сечением (полуоси эллипсов $b(x)$ и $c(x)$ лежат в двух взаимно перпендикулярных плоскостях симметрии) имеем:

$$\sin\alpha_м = [(\delta^3 b'\cos^2\psi + c'\sin^2\psi)\cdot \cos\alpha + \sqrt{\delta^2\cos^2\psi+\sin^2\psi}\cdot (\delta^2\cos\psi\cos\omega+\sin\psi\sin\omega)\sin\alpha]\cdot [(\delta^3 b'\cos^2\psi+c'\sin^2\psi)^2 + (\delta^2\cos^2\psi+\sin^2\psi)\cdot(\delta^4\cos^2\psi + \sin^2\psi)]^{-1/2}$$

где $\delta=c/b$; $b'=ab/dx$; $c'=dc/dx$.

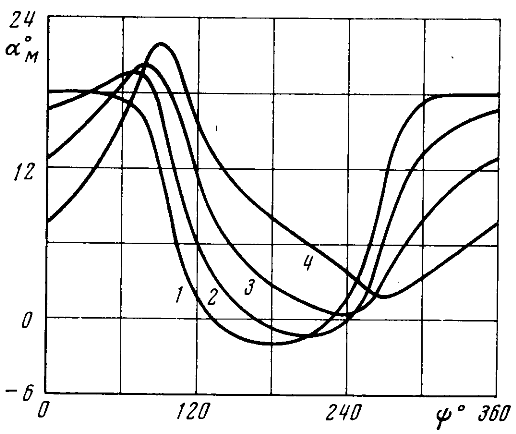
Зависимость $\alpha_м(\psi)$ для эллиптического конуса ($\delta=\mathrm{const}=1.5$; $c'=\delta b'$; $b'=\mathrm{tg}\,8°=0.1405$) показана на фиг. 3 для $\omega=0$, $\pi/6$, $\pi/3$, $\pi/2$ кривыми с индексами 1, 2, 3, 4. По функции $\alpha_м(\psi)$, воспользовавшись результатами систематических расчетов осесимметричного сверхзвукового обтекания затупленных конусов [3], можно приближенно определить распределение давления вдоль образующих эллиптического конуса. Сравнение точных расчетов (I) с результатами метода местных затупленных конусов (II) при $\omega=0$

приведено ниже.

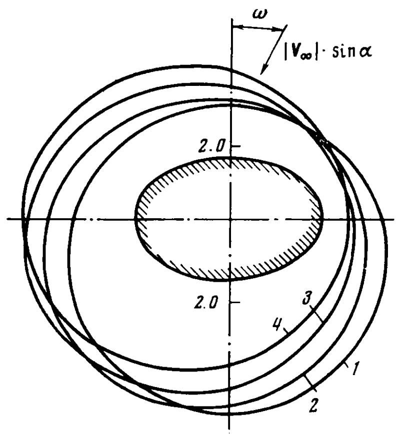
X	1	2	3	4	6	8	10	12.5	15
					$\psi=0°$				
I	0.135	0.121	0.105	0.097	0.095	0.100	0.105	0.111	0.118
II	0.127	0.106	0.099	0.099	0.106	0.113	0.118	0.122	0.124
					$\psi=90°$				
I	0.080	0.070	0.060	0.053	0.047	0.048	0.048	0.050	0.052
II	0.090	0.072	0.062	0.059	0.055	0.055	0.057	0.059	0.061
					$\psi=180°$				
I	0.032	0.020	0.031	0.031	0.027	0.023	0.021	0.020	0.020
II	0.039	0.033	0.029	0.026	0.022	0.019	0.018	0.018	0.018

Обнаруживается заметное отличие как в значениях давления, полученных двумя способами (до 20%), так и в координате X точки минимума давления на наветренной стороне тела.

Влияние угла собственного вращения ω на отход ударной волны от боковой поверхности затупленного конуса показано на фиг. 4, где кривые *1*–*4* соответствуют



Фиг. 3



Фиг. 4

сечениям ударных волн плоскостью X=5.61, когда ω=0, $\pi/6$, $\pi/3$, $\pi/2$. Отход ударной волны от поверхности тела слабо зависит от угла ω в окрестности двух полуплоскостей ψ=135 и 315°. Наименьшее влияние угла ω на давление на поверхности тела наблюдается для образующей ψ=250°.

ω	Расчетные данные			Экспериментальные данные		
	C_τ	C_n	C_d	C_τ	C_n	C_d
0	0.305	0.290	0.550	0.300	0.300	0.555
$\pi/6$	0.300	0.245	0.555	0.300	0.260	0.560
$\pi/3$	0.300	0.170	0.595	0.300	0.215	0.600
$\pi/2$	0.295	0.155	0.605	0.300	0.175	0.610

Значения аэродинамических коэффициентов в связанной с телом системе координат x, y, z приведены ниже. Здесь в качестве характерных величин используются текущие значения длины и площади поперечного сечения, моментные характеристики определяются относительно центра эллипсоида.

Для конуса с X=9 при различных ω проведено сравнение результатов расчета с данными экспериментальных исследований по коэффициентам сил C_τ, C_n и коэф-

$\omega=0$

X	1	2	3	5	8	10	12	14	17
C_x	0.910	0.720	0.601	0.430	0.290	0.240	0.210	0.180	0.160
C_y	0.184	0.235	0.252	0.263	0.280	0.299	0.316	0.333	0.360
m_z	0.004	0.031	0.055	0.081	0.116	0.140	0.162	0.181	0.206

$\omega=\pi/6$

X	1	2	3	5	8	10	15	20	25	30
C_x	0.890	0.710	0.585	0.420	0.285	0.238	0.170	0.140	0.123	0.114
C_y	0.152	0.188	0.208	0.219	0.236	0.251	0.290	0.320	0.342	0.357
C_z	0.040	0.053	0.058	0.062	0.072	0.080	0.098	0.108	0.114	0.118
$m_x\cdot 10^2$	0.395	0.280	0.280	0.325	0.390	0.430	0.480	0.470	0.445	0.420
$-m_y\cdot 10$	0.275	0.190	0.195	0.250	0.365	0.440	0.595	0.680	0.725	0.750
m_z	0.003	0.023	0.043	0.068	0.101	0.121	0.163	0.191	0.210	0.223

$\omega=\pi/3$

X	1	2	3	4	6	8	10	12	14
C_x	0.885	0.705	0.575	0.480	0.360	0.285	0.235	0.201	0.177
C_y	0.088	0.110	0.119	0.122	0.128	0.135	0.144	0.153	0.162
C_z	0.070	0.091	0.100	0.104	0.114	0.126	0.140	0.152	0.162
$m_x\cdot 10^2$	0.410	0.290	0.290	0.310	0.360	0.405	0.438	0.465	0.470
$-m_y\cdot 10$	0.435	0.325	0.335	0.375	0.490	0.620	0.765	0.870	0.965
$m_z\cdot 10$	0.020	0.140	0.250	0.330	0,450	0.580	0.680	0.780	0.870

$\omega=\pi/2$

X	1	2	3	4	6	8	10	12	15
C_x	0.880	0.701	0.570	0.485	0.355	0.280	0.235	0.201	0.165
C_z	0.082	0.104	0.114	0.119	0.130	0.145	0.161	0.173	0.188
$-m_y$	0.050	0.037	0.038	0.042	0.057	0.070	0.086	0.098	0.112

фициенту центра давления C_d в плоскости, проходящей через ось тела и вектор скорости набегающего потока (см. таблицу). К рассчитанному значению коэффициента C_τ прибавлялось донное сопротивление, равное при $M_\infty=6$ величине 0.03.

Расчетные и экспериментальные значения аэродинамических коэффициентов хорошо согласуются между собой. Расхождение по C_τ и C_d составляет доли процента. Расчетные значения коэффициента C_n лежат несколько ниже экспериментальных, что, по-видимому, объясняется влиянием пограничного слоя, которое при числах $\mathrm{Re}\approx 2-3\cdot 10^6$ может достигать $\approx 10\%$ значения C_n, рассчитанного в рамках уравнений идеального газа. Эта оценка получена в результате расчета обтекания тела, увеличенного на толщину вытеснения пограничного слоя.

Поступила 2 II 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лунев В. В., Магомедов К. М., Павлов В. Г.* Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений, М., ВЦ АН СССР, 1968.
2. *Любимов А. Н., Русанов В. В.* Течения газа около тупых тел, ч. 1–2. М., «Наука», 1970.
3. *Дьяконов Ю. Н., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д.* Сверхзвуковое обтекание затупленных тел. Изд-во МГУ, 1971.
4. *Белоцерковский О. М., Головачев Ю. Л., Грудницкий В. Г. и др.* Численное исследование современных задач газовой динамики. М., «Наука», 1974.
5. *Антонец А. В.* Расчет пространственного сверхзвукового обтекания затупленных тел с изломами образующей с учетом равновесного и замороженного состояния газа в ударном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
6. *Дьяконов Ю. Н., Миносцев В. Б.* Сверхзвуковое пространственное обтекание тел с изломом образующей контура. Науч. тр. Ин-та механ. МГУ, 1970, № 5.
7. *Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В.* Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М., «Наука», 1964.
8. *Булах Б. М.* Нелинейные конические течения газа. М., «Наука», 1970.
9. *Базжин А. П., Трусова О. Н., Челышева Н. Ф.* Расчет течений совершенного газа около эллиптических конусов при больших углах атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 4.
10. *Лапыгин В. И.* Расчет сверхзвукового обтекания V-образных крыльев методом установления. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.

11. *Бачманова Н. С., Лапыгин В. И., Липницкий Ю. М.* Исследование сверхзвукового обтекания круговых конусов на больших углах атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 6.
12. *Липницкий Ю. М., Михайлов Ю. Я., Савинов К. Г.* Расчет пространственных течений идеального газа без плоскости симметрии. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 3.

УДК 533.6.071.8

КОНТАКТНАЯ ЗОНА ПРИ НЕМГНОВЕННОМ ОТКРЫТИИ ДИАФРАГМЫ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

Ю. А. ДЕМЬЯНОВ, Е. И. РУЗАВИН, Г. В. СЕКРИЕРУ

(Москва, Кишинев)

Рассматривается структура и характер движения контактной зоны при немгновенном раскрытии диафрагмы в ударной трубе для случая $\mathrm{Re}\to\infty$ и одинаковых показателей адиабаты толкающего и толкаемого газов. Показано, что профили температур в контактной зоне являются автомодельными, и получено выражение для траектории поверхности раздела газов в контактной зоне.

1. Рассмотрим структуру и характер движения контактной зоны в ударной трубе при немгновенном открытии диафрагмы в случае, когда число Re достаточно велико, что хорошо оправдывается на практике. Тогда область течения толкаемого (индекс 1) и толкающего (индекс 2) газов можно разбить [1, 2] на внешние зоны, в которых эффектами вязкости и теплопроводности можно пренебречь, и контактную зону, в которой можно пренебречь эффектами вязкости и перепадом давления по толщине, а учитывать лишь влияние теплопроводности.

В случае одинаковых показателей адиабаты $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$ теплопроводность газов в контактной зоне не оказывает влияние на течение во внешних зонах [2], которые поэтому для случая немгновенного открытия диафрагмы могут быть рассчитаны в соответствии с [3, 4]. При этом значения температур $\tau_{\infty 1}(t)$, $\tau_{\infty 2}(t)$ на контактной поверхности $x=x_\infty(t)$ из [4], рассчитанные по теории идеального газа, будут значениями температур на внешних границах теплопроводной зоны, в которой давление $p_\infty(t)=p(t, x_\infty(t))$.

В соответствии с [1, 2] задача сводится к следующей:

$$\frac{\partial T_i}{\partial \xi}=A_i^2\frac{\partial^2 T_i}{\partial \eta_i^2},\qquad i=1,2 \tag{1.1}$$

$$T_1(\xi=0,\ \eta_1>0)=1,\qquad T_2(\xi=0,\ \eta_2<0)=1$$

$$T_1(\xi,\ \eta_1\to\infty)=1,\qquad T_2(\xi,\ \eta_2\to-\infty)=1$$

$$T_1(\xi,\eta_1=0)=\frac{\tau_{\infty 2}(t)}{\tau_{\infty 1}(t)}T_2(\xi,\eta_2=0)$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial \eta_1}(\xi,\eta_1=0)=B\frac{\tau_{\infty 2}(t)}{\tau_{\infty 1}(t)}\frac{\partial T_2}{\partial \eta_2}(\xi,\eta_2=0) \tag{1.2}$$

$$T_i=\frac{\tau_i}{\tau_{\infty i}(t)},\qquad A_i=\sqrt{\frac{\lambda_i^\circ}{\gamma C_{p_i}R\rho_+t^*}},\qquad \xi=\int_0^{t'}\frac{p}{p_+}dt'$$

$$\eta_i=\int_{x_w'}^{x'}\frac{\rho_i}{\rho_+}dx',\qquad B=\frac{\lambda_2^\circ}{\lambda_1^\circ},\qquad t'=\frac{t}{t^*},\qquad x'=\frac{x}{a_+t^*},\qquad \lambda_i^\circ=\lambda_i\tau_i^{-1}$$

Здесь t — время, x — расстояние, ρ — плотность, a — скорость звука, t^* — время раскрытия диафрагмы, C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, R — универсальная газовая постоянная, а плюсом помечены начальные параметры в камере высокого давления, $\eta=0$ на поверхности раздела газов $x=x_w(t)$.

В рамках принятой в [3, 4] схематизации течения при $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$ отношение $\tau_{\infty 2}(t)/\tau_{\infty 1}(t)$ не зависит от времени. Действительно, так как по обе стороны контактной зоны $x_\infty(t)$ энтропия остается неизменной со временем, то