

газа. Видно, что вязкие и теплопроводные свойства газов приводят в процессе смешения к торможению потока и восстановлению давления и температуры.

Анализ результатов расчетов показал, что процесс турбулентного смешения в существенной мере зависит от отношения скоростей $m = u_2/u_1$ в начальном сечении канала *АСВ*. В связи с этим было проведено исследование влияния данного параметра в диапазоне $1 \leq m \leq 3,5$ на процесс смешения газовых потоков. На фиг. 5 приведены результаты этих исследований в виде зависимостей от отношения скоростей m следующих параметров: $1 - 100 \cdot \Delta p$, $2 - 10 \cdot \Delta K$, $3 - \langle p \rangle^*$, где $\Delta K = \Delta y/y$ — отношение ширины слоя смешения к высоте выходного сечения канала, а $\langle p \rangle^* = \langle p \rangle / \langle p \rangle^0$ — отношение среднеинтегрального значения давления реального газа к его значению на срезе, полученному в приближении модели идеального газа. Видно, что с ростом m увеличивается турбулентное перемешивание двух газовых потоков. В результате растет ширина зоны смешения и при $m = 3,3$ зона смешения занимает все выходное сечение канала ($\Delta K = 1$). В то же время с ростом m увеличивается степень неравномерности по давлению Δp и реализуется монотонное увеличение $\langle p \rangle^*$. Отметим, что описанная выше серия расчетов была выполнена при $p_2/p_1 = \text{const}$ в сечении *АСВ*.

Было проведено также специальное исследование влияния отношений полных давлений p_{02}/p_{01} и полных энергий H_2^0/H_1^0 на процесс смешения внутри выравнивающих каналов и характер течения на выходе из них. Эти расчеты, проведенные в диапазоне изменения p_{02}/p_{01} и H_2^0/H_1^0 от 0,5 до 15, показали обоснованность принятого подхода к выравниванию сталкивающихся потоков с помощью профилируемых переходных каналов. При этом максимальное значение степени неравномерности давления Δp в выходном сечении переходных каналов не превышало 16%.

Авторы признательны В. И. Копченову за предоставленную программу по расчету прямой задачи методом С. К. Годунова I порядка, А. Н. Крайко и Ю. В. Курочкину за полезное обсуждение и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Солоухин Р. И., Фомин Н. А. Газодинамические лазеры на смешении. Минск: Наука и техника, 1984. 248 с.
2. Войновский А. С., Киреев В. И., Минин С. Н. и др. О профилировании плоских и осесимметричных сверхзвуковых каналов, реализующих разрывные параметры на выходе и выравнивание потока // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 155–159.
3. Иванов М. Я., Крайко А. Н. К численному решению задачи о нерасчетном истечении сверхзвуковой струи вязкого газа в спутной сверхзвуковой поток // Численные методы механики сплошной сред. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1975. Т. 6. С. 32–51.
4. Копченов В. И. Метод численного решения задачи о распространении сверхзвуковой недорасширенной турбулентной струи в спутном сверхзвуковом потоке // Уч. зап. ЦАГИ. 1980. Т. 11. № 4. С. 37–45.
5. Абакумов Б. В., Курочкин Ю. В., Подладчиков Ю. Н. и др. Высокотемпературный ГДЛ непрерывного действия на смешении. Экспериментальное и численное исследование // Химическая физика процессов горения и взрыва: Кинетика химических реакций. Черногловка: Ин-т хим. физики АН СССР. 1980. С. 49–52.
6. Минин С. Н., Смагин Н. И., Смирнов С. С. Исследование энергетических характеристик смесового ГДЛ со смешением газов в спутных струях: Препринт № 4156/16. М.: Ин-т атомн. энергии им. И. В. Курчатова, 1985. 24 с.
7. Колган В. П. Конечно-разностная схема для расчета двумерных разрывных решений нестационарной газовой динамики // Уч. зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6. № 1. С. 9–14.
8. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Турбулентное смешение газовых струй. М.: Наука, 1974. 272 с.
9. Викторов М. М. Методы вычисления физико-химических величин и прикладные расчеты. Л.: Химия, 1977. 360 с.

Москва

Поступила в редакцию
28.I.1985

УДК 533.6.011.5

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ НА СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОЛЕТ ТЕЛ

АРАФАЙЛОВ С. И.

Присутствие в сверхзвуковом потоке области с энерговыделением приводит к образованию возмущений, распространяющихся от источника энерговыделения [1, 2]. Воздействие такого потока на обтекаемое тело определяется интенсивностью источника, конфигурацией и расположением области энерговыделения. Ниже на основе результатов численного интегрирования уравнений движения газа проанализирована

зависимость аэродинамических характеристик затупленного конуса от параметров источника энерговыделения.

1. Систему уравнений газовой динамики для невязкого нетеплопроводного газа запишем в цилиндрической системе координат z, r, φ

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial z} + \frac{\partial \rho v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho w}{\partial \varphi} &= -\frac{\rho v}{r} \\ u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \\ u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= \frac{\rho w^2}{r} \\ u \frac{\partial w}{\partial z} + v \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{1}{r\rho} \frac{\partial p}{\partial \varphi} &= -\frac{\rho v w}{r} \\ \frac{d}{dt} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} &= q \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь p, ρ — давление и плотность, отнесенные к давлению и плотности невозмущенного потока; u, v, w — составляющие скорости вдоль осей z, r, φ соответственно, обезразмеренные с помощью комбинации невозмущенных давления и плотности; γ — показатель адиабаты во всех расчетах принимался равным 1,4; q — энергия, получаемая единицей массы газа за единицу времени.

На границах счетной области — поверхности тела $r=r_b(z)$ и ударной волне $r=r_w(z, \varphi)$ — выполняются условия непротекания и Ренкина — Гюгонио соответственно. Функция $r_w(z, \varphi)$ определяется в процессе решения.

Система (1.1) гиперболична в сверхзвуковой части течения. Она решалась численным интегрированием вдоль координаты z методом Мак-Кормака [3], обеспечивающим аппроксимацию второго порядка точности во внутренних узлах расчетной сетки.

В данной работе расчеты производились только для случая, когда энерговыделение происходит между телом и ударной волной в сверхзвуковой части течения. Кроме того, предполагалось, что q не зависит от параметров состояния газа, а определяется только местонахождением: если частица газа находится внутри области энерговыделения, то $q=Qu_\infty^3/L$. Здесь u_∞ — скорость набегающего потока, L — размер области энерговыделения вдоль направления z , Q — безразмерная мощность источника. Вне области энерговыделения полагается $q=0$.

Для удобства расчета производится переход к новым переменным z, ξ, φ , в которых поверхность тела и ударная волна задавались уравнениями $\xi=0$ и $\xi=1$ соответственно.

Область энерговыделения задавалась неравенствами: $0 \leq \xi \leq \xi_q$; $|z_q - z| \leq L/2$; $|180^\circ - \varphi| \leq \varphi_q$.

Граничные условия на волне реализуются пересчетом по давлению с помощью схемы Томаса — Кутлера [4]. Для расчета точек на поверхности тела используется преобразованная в характеристический вид в меридиональной плоскости система (1.1), в которой соотношение вдоль характеристики c_+ , не влияющее на течение на границе, заменено на условие непротекания: $v=udr_b/dz$.

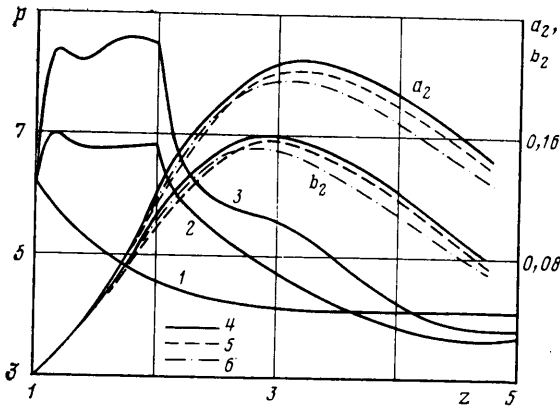
Начальные условия на плоскости $z=L_0$ были получены интерполяцией данных работы [15].

Для численного интегрирования счетная область $0 \leq \xi \leq 1$, $0 \leq \varphi \leq 180^\circ$, $L_0 \leq z \leq L_k$ разбивалась 19 меридиональными и 11 радиальными плоскостями. Для оценки точности используемого численного подхода с такой сеткой (11×19) проводилось сравнение расчетов обтекания затупленных конусов с таблицами [5]. Расхождение в величинах коэффициента сопротивления c_r и давления на теле не превышало 0,5%. Также было получено хорошее совпадение с результатами работы [6] для коэффициентов нормальной силы c_n , момента тангажа и давления на поверхности затупленных конусов при угле атаки 5° .

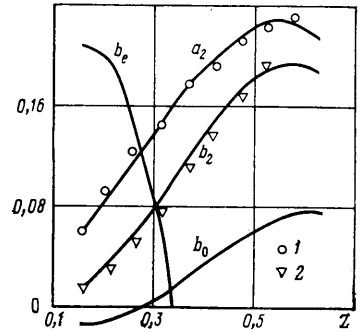
Целью проведенных расчетов являлось определение влияния параметров источника энерговыделения z_q, φ_q, ξ_q , а также Q на величины нормальной силы F_n и момента тангажа M затупленного конуса. Чтобы в процессе интегрирования системы (1.1) не образовалось дозвуковых зон и внутренних ударных волн, во всех расчетах величина Q бралась не больше 0,1.

2. Ниже представлены результаты расчетов обтекания затупленного конуса с радиусом затупления $R_s=0,348L$ и углом полураствора $\beta_k=10^\circ$ при числе Маха набегающего потока $M_\infty=10$. Направление z совпадает с осью симметрии конуса, вершине тела соответствует координата $z=0$.

Наличие энерговыделения приводит к тому, что за источником на волне и на теле повышается давление. С ростом координаты избыток давления падает до отри-



Фиг. 1



Фиг. 2

пательных значений и затем медленно возвращается к нулю, как это видно на фиг. 1. На ней приведено распределение давления на поверхности тела в сечении $\varphi=180^\circ$ при нулевом угле атаки и параметрах области энерговыделения: $\xi_q=0,9$, $\varphi_q=15^\circ$, $z_q/L=1,5$ для различных Q (кривая 1 — $Q=0$, 2 — $Q=0,05$, 3 — $Q=0,1$). Такое поведение давления характерно также для сверхзвукового обтекания тонких осесимметричных тел [7]. Повышение давления на поверхности ударной волны приводит к возрастанию наклона поверхности скачка к набегающему потоку, что увеличивает отход ударной волны от тела за источником. Согласно проведенным расчетам, это увеличение отхода для источников с параметром $Q=0,1$ составляет примерно 16%.

Коэффициенты сопротивления c_τ нормальной силы c_n и момента тангажа m_0 конуса длины z вычислялись по формулам

$$c_\tau = \frac{4}{\gamma M_\infty^2 \pi [r_b(z)]^2} \int_0^{r_b(z)} r dr \int_0^{180^\circ} p d\varphi - \frac{2}{\gamma M_\infty^2}$$

$$c_n = \frac{4}{\gamma M_\infty^2 \pi [r_b(z)]^2} \int_0^z r_b(s) ds \int_0^{180^\circ} p \cos \varphi d\varphi \quad (2.1)$$

$$m_0 = \frac{4}{\gamma M_\infty^2 \pi [r_b(z)]^2 z} \int_0^z r_b(s) \left(s + r_b \frac{dr_b}{ds} \right) ds \int_0^{180^\circ} p \cos \varphi d\varphi$$

Из-за малости величины α можно предположить, что при небольших углах атаки c_n и m_0 есть однородные линейные функции α и Q

$$c_n = a_1 \alpha + a_2 Q; \quad m_0 = b_1 \alpha + b_2 Q \quad (2.2)$$

Насколько это предположение точно при Q порядка 0,1, можно увидеть на фиг. 1. Здесь представлены (кривые 4–6) зависимости a_2 и b_2 от длины конуса z , которые вычислялись по формулам

$$a_2 = \frac{c_n - a_1 \alpha}{Q}, \quad b_2 = \frac{m_0 - b_1 \alpha}{Q}$$

при следующих параметрах области энерговыделения: $z_q/L=1,5$; $\xi_q=0,9$; $\varphi_q=15^\circ$. Линия 4 соответствует $Q=0,05$ и $\alpha=0$; 5 — $Q=0,05$ и $\alpha=30'$; 6 — $Q=0,1$ и $\alpha=0$. Коэффициенты a_1 и b_1 здесь и далее рассчитаны при нулевом энерговыделении и угле атаки $\alpha=30'$. Сравнительно большое расхождение кривых 4–6 можно объяснить тем, что при данных значениях Q для локальной безразмерной мощности энерговыделения $Q_l = qL/u^3$ не выполняется условие $Q_l \ll 1$ и поверхности тела.

На фиг. 2 приведена зависимость аэродинамических характеристик конуса длины $z_k=4,78L$ от расположения центра области энерговыделения $z=z_q/z_k$ при фиксированных ξ_q и φ_q ($\xi_q=0,9$; $\varphi_q=15^\circ$). Кроме величин a_2 и b_2 здесь представлены коэффициент $b_0 = b_2 - (2,5L/z_k)a_2$, характеризующий момент тангажа относительно точки $z=2,5L$, и величина $b_e = a_2 - a_1 b_0/b_1$, определяющая воздействие энерговыделения на свободно летящее тело, центр тяжести которого удален от вершины на расстоянии $2,5L$. При достаточном действии энерговыделения у свободно летящего тела устанавливается угол атаки $\alpha_e = -Qb_0/b_1$, при котором момент всех сил

φ_q	$\xi_q = 0$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
-------------	-------------	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

$f_n \cdot 10^3$

15	10,19	8,359	8,976	9,089	9,094	9,830	9,187	10,45	8,763	10,76
25	8,314	6,302	7,049	7,097	7,196	7,759	7,290	8,261	6,898	8,204
35	8,906	6,882	7,608	7,653	8,400	8,286	7,743	8,687	7,196	9,404

$m \cdot 10^4$

15	23,38	18,77	26,26	30,27	32,59	42,48	39,68	54,54	43,40	63,27
25	17,97	9,150	17,79	20,76	23,78	31,63	30,06	41,58	32,72	47,26
35	19,20	11,06	19,63	22,74	31,69	33,82	31,78	43,15	33,32	54,79

равен нулю. По формуле (2.2) находим коэффициент нормальной силы при таком угле: $c_n = Q(a_2 - a_1 b_0 / b_1)$. Таким образом, коэффициент нормальной силы, действующей на свободно летящее тело, равен Qb_e .

Вероятно, одним из наиболее существенных параметров, определяющих величину a_2 , является расстояние от центра области энерговыделения до донного среза конуса $\theta = z_k - z_q$. На основании рассчитанных зависимостей $a_2(\theta)$ установлена приближенная формула

$$a_2(\theta) = kF_1(\theta/k) \quad (2.3)$$

где k — некий безразмерный параметр, зависящий от z_q и характеризующий источник; F_1 — функция, не зависящая явно от z_q . На фиг. 2 точками 1 отмечены значения a_2 , вычисленные по формуле (2.3), в которой в качестве $F_1(\theta)$ взята функция $a_2(\theta)$, рассчитанная при $z_q = 0,157z_k$, $Q = 0,05$ и $\alpha = 0^\circ$, а в качестве параметра k — степенная зависимость

$$k = \left[\frac{\Delta(z_q)}{\Delta(0,157z_k)} \right]^{1/2} \quad (2.4)$$

здесь $\Delta(z) = r_w(z, 0) - r_b(z)$ — отход ударной волны в невозмущенной области.

Таким же образом можно приближенно рассчитать значение b_2 при помощи величин $d = b_2/a_2$ — коэффициента центра давления при нулевом угле атаки. Пусть известна $F_2(\theta) = d(\theta)$ — точная зависимость коэффициента центра давления при $z_q = 0,157z_k$. Для произвольного z_q предположим, что функция $d(\theta)$ имеет вид

$$d = F_2(\theta) + \frac{z_q}{\theta + z_q} - \frac{0,157z_k}{\theta + 0,157z_k} \quad (2.5)$$

Результаты соответствующих расчетов по формулам (2.3)–(2.5) для величины b_2 изображены точками 2 на фиг. 2.

Для приближенной оценки величин a_2 и b_2 в зависимости от произвольного z_q , расположенного на необходимом удалении от донного среза (не меньшем L), и при постоянных $\varphi_q = 15^\circ$ и $\xi_q = 0,9$ достаточно рассчитать a_2 и b_2 при одном z_q и затем по формулам (2.3)–(2.5) произвести пересчет.

Для оценки источников, определяемых произвольными величинами φ_q и ξ_q , введем величину

$$I = \int_{V_q} \rho q dV$$

являющуюся энергией, необходимой для поддержания источника V_q в течение единицы времени. В таблице представлены безразмерные с помощью этой величины нормальная сила $f_n = F_n / (IV_\infty)$ и момент тангажа относительно вершины тела $m = M / (IV_\infty z_k)$ для конуса длины $z_k = 4,78L$, рассчитанные при $z_q = 0,314z_k$ и некоторых значениях ξ_q и φ_q . Как можно видеть, величины ξ_q и φ_q слабо влияют на f_n . Немонотонный пилообразный характер зависимости от ξ_q и φ_q есть, вероятно, следствие того, что в расчетах использовалась недостаточно мелкая сетка. Величина m также слабо зависит от φ_q и увеличивается с ростом ξ_q .

Автор благодарит В. П. Стулова за внимание к работе и полезные рекомендации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Краснобаев К. В., Сюняев Р. А. Расчет обтекания рентгеновского источника звездным ветром // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 106–111.
2. Краснобаев К. В. Сверхзвуковое обтекание слабых источников излучения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 4. С. 133–136.

3. McCormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Pap. 1969. № 354. 6 p.
4. Thomas P. D., Vinokur M., Bastianon R. A., Conti R. J. Numerical solution for three-dimensional inviscid supersonic flow // AIAA Journal. 1972. V. 10. № 7. P. 887-894.
5. Любимов А. П., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел. Ч. 2. М.: Наука, 1970. 379 с.
6. Дьяконов Ю. Н., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д. Сверхзвуковое обтекание затупленных тел. М.: Изд-во МГУ, 1971. 406 с.
7. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.

Москва

Поступила в редакцию
13.II.1986

УДК 533.6.011.5:541.182.3:519.63

РАСЧЕТ СВЕРХЗВУКОВОГО ГЕТЕРОГЕННОГО ПОТОКА ПРИ НАТЕКАНИИ НА ПРЕГРАДУ

КАНТОР Л. А., КАНТОР С. А., СТРОНГИН М. П.

В работе реализована модель, описывающая сверхзвуковое течение высокотемпературного газа при наличии в потоке частиц порошка. Анализируются особенности течения при натекании потока на преграду, поскольку такие потоки широко используются в плазменной технологии, в частности при плазменном напылении (см., например, [1]). В отличие от [2, 3] в данной статье рассматривается натекание струи на преграду, а не обтекание тел однородным на бесконечности потоком запыленного газа.

Сложная структура потока в области натекания на преграду делает неприемлемыми распространенные для расчета таких течений одномерные и квазиодномерные модели. Однако в обычной схеме плазменного напыления течение сохраняет осевую симметрию, что позволяет при моделировании воспользоваться осесимметричными двумерными задачами. Из всего комплекса возникающих технологических проблем в работе основное внимание уделено поведению частиц порошка в сверхзвуковой струе высокотемпературного газа.

1. В основу описания течения положена модель двух взаимодействующих континуумов газа и частиц. Газовая фаза описывается уравнениями газовой динамики, учитывающими взаимодействие между фазами. Вязкостью и теплопроводностью газа пренебрегается, газ считается совершенным. Такой подход не позволяет непосредственно рассчитывать тепловые потоки в стенку, однако основная область течения хорошо моделируется, за исключением узкой зоны вблизи стенки (толщиной $a \sim Re^{-0,5}$), которая в реальных режимах течения не оказывает никакого влияния на параметры частиц. На стенке, расположенной перпендикулярно оси струи на расстоянии L от сопла, реализуются естественно вытекающие из технологических требований условия прилипания частиц, что значительно облегчает решение по сравнению со случаем отскока частиц от преграды.

Частицы полагаются монодисперсными и сферическими. Кроме того, в режимах, характерных для плазменного напыления, можно пренебречь пульсациями скорости частиц и ввиду малости объемной концентрации ($\alpha \leq 10^{-3}$) процессами столкновения частиц. Это позволяет считать траектории частиц детерминированными, что в значительной степени упрощает задачу расчета их поведения. Не учитывается также влияние возможного испарения частиц на параметры газовой фазы и коэффициенты динамической и термической релаксации в потоке τ_D и τ_T . Газовая фаза предполагается прозрачной для излучения частиц, влиянием излучения газа на нагрев частиц можно пренебречь (в интересующих для технологии режимах течения), поскольку конвективные тепловые потоки много больше радиационных.

Поток частиц является оптически прозрачным и потери на излучение частиц можно моделировать в уравнении энергии членом $\sigma(T_p)T_p^4 F \theta m_p^{-1}$ (T_p — температура частиц, θ — плотность потока частиц, m_p — масса частицы, F — площадь поверхности частицы). Поскольку обычно $Bi = \lambda/\lambda_p$; $Nu_p \ll 1$ (λ , λ_p — коэффициенты теплопроводности газа и материала частиц), можно пренебречь градиентом температуры внутри частицы. Однако в некоторых практически реализуемых случаях, например при нагреве керамических частиц, $Bi \geq 1$. Тогда для корректного решения задачи необходимо учитывать градиенты температуры внутри частицы. Возможность описания поведения частиц с использованием положения детерминированности траектории позволяет строго решить задачу и в этом случае (см. [4]). В предлагаемой работе числа $Bi \ll 1$.