

ся в сторону открытой границы NL . На фиг. 2 представлены распределения массовой концентрации частиц в сечении $z=3R$ (здесь $\rho' = \rho_2/\rho_{1\infty}$, $r' = r/R$). Кривые 1, 2 соответствуют $\beta^{(v)} = 0,35; 3,5$. Видно, что с уменьшением $\beta^{(v)}$ концентрация частиц в сечении канала увеличивается. Из фиг. 2 следует, что по мере удаления от оси канала концентрация частиц падает. При устремлении $\beta^{(v)} \rightarrow 0$ линии тока газа и частиц в первичном потоке совпадут и все частицы, попавшие в канал из сечения AB , долетят до выходного сечения NL .

ЛИТЕРАТУРА

1. Сажин Б. С., Лукачевский Б. П., Джунисбеков М. Ш. и др. Моделирование движения газа в аппаратах со встречными закрученными потоками // Теорет. основы хим. технологии. 1985. Т. 19. № 5. С. 687–690.
2. Сажин Б. С., Лукачевский Б. П., Чувпило Е. А. и др. Однопараметрическая математическая модель гидродинамики сушильного аппарата со встречными закрученными потоками // Теорет. основы хим. технологии. 1977. Т. 11. № 4. С. 633–636.
3. Горячев В. Д. Моделирование работы инерционного вихревого сепаратора на ЭЦВМ // Изв. вузов. Энергетика. 1980. № 2. С. 49.
4. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
5. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике: Вычислительный эксперимент. М.: Наука, 1982. 391 с.
6. Шургальский Э. Ф. Исследование двухфазных закрученных течений в цилиндрических каналах конечной длины // Теорет. основы хим. технологии. 1985. Т. 19. № 3. С. 360–366.

Москва

Поступила в редакцию
10.III.1986

УДК 533.6.011

О ТУРБУЛЕНТНОМ СТРУЙНОМ СМЕШЕНИИ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ В ВЫРАВНИВАЮЩИХ ПРОФИЛИРОВАННЫХ КАНАЛАХ

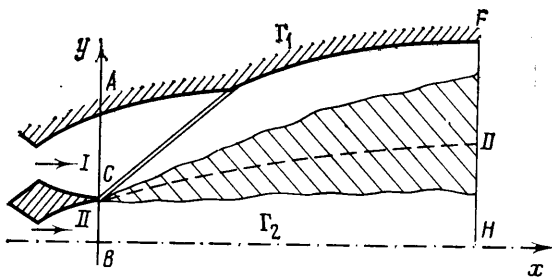
КИРЕЕВ В. И., МИНИН С. Н., ПИРУМОВ У. Г., СМАГИН Н. И.,
СМИРНОВ С. С.

В настоящее время значительное развитие получили газодинамические системы со смешением газов в сверхзвуковых струях [1]. С учетом современных требований к рассматриваемым газодинамическим системам возникает необходимость осуществления смешения с помощью неоднородных струй, параллельных или в общем случае сталкивающихся под некоторым углом друг к другу. При реализации такой схемы обеспечивается лучшее перемешивание газов, однако в «неорганизованном» смешивающемся потоке возникают поверхности разрывов — интенсивные ударные волны, центрированные волны разрежения, контактные границы, — которые обуславливают существенную неоднородность параметров потока в выходных сечениях.

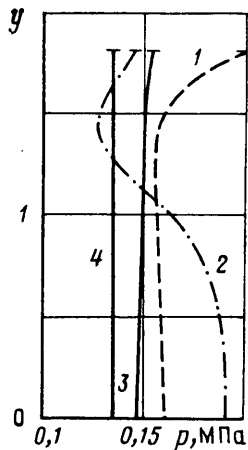
В настоящей работе представлена численная модель расчета газодинамических систем с турбулентным смешением сверхзвуковых струй. Решена задача построения переходного выравнивающего канала минимальной длины с учетом процесса вязкого турбулентного смешения двух параллельных или направленных под углом друг к другу сверхзвуковых потоков. Задача решается в два этапа. На первом этапе на основе решения обратной задачи в приближении идеального газа профилируется выравнивающий канал. На втором этапе решается прямая задача в полученном канале, основанная на параболизированных уравнениях Навье — Стокса. Исследования показали обоснованность принятого подхода к выравниванию неоднородных потоков.

1. Общая задача построения выравнивающего канала формулируется следующим образом. В декартовой (цилиндрической) системе координат x, y ставится задача построения профиля переходного выравнивающего канала минимальной длины, который реализует смешение двух симметричных относительно оси x плоских или осесимметричных турбулентных потоков I и II (фиг. 1), в общем случае направленных друг к другу под некоторым углом. Канал должен обеспечивать на выходе результирующий поток, близкий к параллельному оси x и однородному по распределению давления

$$\theta_1(y) = \theta_2(y) \approx 0, \quad p_1(y) = p_2(y) \approx \text{const}$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Здесь θ — угол наклона вектора скорости к оси x , p — статическое давление, индексы 1 и 2, как и в [2], характеризуют потоки I и II. Отметим, что геометрические параметры x, y отнесены к размеру ACB (фиг. 1).

Выравнивание смешивающихся потоков осуществляется в два этапа. Сначала по методу [2] на основе решения обратной задачи для невязкого нетеплопроводного газа профилируется специальный переходной канал, обеспечивающий в выходном сечении однородный по давлению поток, параллельный оси x (плоский случай). Затем путем решения прямой задачи в полученном канале с учетом турбулентной вязкости, теплопроводности и диффузии исследуется реальный процесс смешения газовых потоков. С целью повышения точности расчета канала алгоритм решения обратной задачи модифицирован. Так, в нем предусмотрено выделение контактной границы CD . Это позволило проводить численные расчеты выравнивающих каналов для существенно разнородных газовых потоков с учетом различных параметров $p_{01}, H_1^\circ, \kappa_1, p_{02}, H_2^\circ, \kappa_2$ в потоках I и II, где p_0, H° — полное давление и энтальпия, κ — показатель адиабаты.

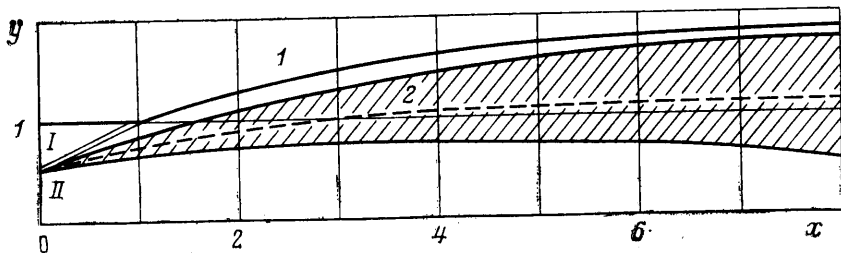
2. Прямая задача в полученном канале решалась модифицированным методом С. К. Годунова на основе параболизированной системы уравнений Навье — Стокса [3–6]. Порядок аппроксимации взятой за основу явной схемы [3] был повышен до второго за счет принципа минимальных значений производных при линейной аппроксимации поля течения по y [7]. При рассмотрении турбулентных режимов течения применялся общепринятый подход: молекулярные коэффициенты переноса заменялись на эффективные, которые представлялись в виде суммы соответствующих молекулярного и турбулентного коэффициентов. Кинематический коэффициент турбулентной вязкости ϵ вычислялся по модифицированной формуле Прандтля [8]. Вычисление коэффициентов переноса для смеси газов проводилось вначале для каждого компонента, а затем для всей смеси в целом по аналитическим выражениям [9].

В отличие от приближения пограничного слоя и случая использования полной системы уравнений Навье — Стокса для скорости на границе Γ_1 (фиг. 1) принято аналогичное невязкому случаю условие непротекания с нулевыми напряжениями трения. Остальные условия для температуры и концентрации принимались обычными. Выбор указанного граничного условия для скорости обусловливается тем, что в проводимом исследовании основное внимание уделяется изучению течения в зоне смешения внутри канала, в которой давление нельзя считать постоянным.

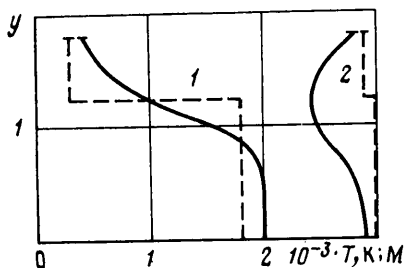
На нижней границе Γ_2 расчетной области $ABHF$ формулируются условия симметрии.

Разностные соотношения выводились путем применения интегральных законов сохранения к элементарной ячейке [3, 6]. Отметим, что использование явной схемы 2-го порядка точности позволило существенно снизить время счета по сравнению с явной схемой 1-го порядка точности. Это преимущество особенно проявляется при расчете смешения с сильным преобладанием турбулентной вязкости, которая накладывает дополнительное ограничение на шаг интегрирования [4]. Шаг интегрирования h_x по маршевой координате x выбирался по меньшему значению h_x , рассчитанному для идеального течения и для реального с учетом вязкостных эффектов [6].

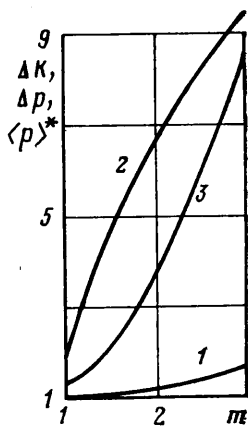
3. На основе изложенного подхода к построению переходного выравнивающего канала разработаны прикладные программные модули для ЭВМ БЭСМ-6. С помощью данных модулей проведен комплекс исследований по обоснованию целесообразности использования разработанного подхода к выравниванию смешивающихся потоков и по оценке качества выходного потока, проводимого по степени его выравнивания. Необходимость построения выравнивающих каналов следует из результатов анализа плоских вязких течений в клиновидном и двух профилированных каналах, один



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

из которых выполнен по радиусу окружности, а другой (выравнивающий) построен численно с помощью решения обратной задачи в приближении идеального газа. Длины и степени расширения всех трех каналов выбраны одинаковыми. Расчеты проведены при $\kappa_1 = \kappa_2 = 1,4$ и следующих условиях в сечениях *AC* и *CB* потоков I и II: $M_1 = 3$, $p_1 = 0,135$ МПа, $T_1 = 300$ К; $\theta_1 = 0$, $M_2 = 2$, $p_2 = 0,64$ МПа, $T_2 = 2000$ К, $\theta_2 = 0$.

На фиг. 2 показаны профили давлений на выходе указанных каналов. Видно, что на выходе из выравнивающего канала, течение, рассчитанное с учетом турбулентной вязкости, является достаточно равномерным по давлению p (кривая 3 на фиг. 2). Здесь же для сравнения нанесены также профили давлений для клиновидного, радиусного каналов (вязкое течение, кривые 1, 2) и выравнивающего канала (невязкое течение, кривая 4).

Степень неравномерности вязкого течения в профилированном выравнивающем канале оценивалась по величине $\Delta p = (p^+ - p^-) / p^+$; где p^+ , p^- — максимальное и минимальное давления на выходе, и не превышает 0,03, в то время как для клиновидного и радиусного каналов Δp составляет 0,21 и 0,3 соответственно.

Кривая 3 на фиг. 2 и анализ результатов расчетов показывают, что на выходе выравнивающего канала и далее, вниз по течению, существенные неоднородности потока отсутствуют. При этом линии тока в сечении *FN* близки к параллельным оси x (отклонение угла θ от нуля составляет менее 0,01 рад). В то же время на выходе из клиновидного и профилированного по радиусу каналов имеют место сильные неоднородности потока. Это обусловлено тем, что возникающие в начальной точке контактного разрыва ударные волны хотя и ослабевают под действием вязкости и областей разрежения, неоднократно отражаясь от стенок каналов, однако сохраняются во всей области течения и в выходном сечении создают существенную неоднородность давления.

Таким образом, профилирование выравнивающего канала в рамках модели идеального газа существенно улучшает качество выходного потока. Профилированный канал и структура течения в нем показаны на фиг. 3. Этот канал имеет длину 8 δ , где δ — высота сечения *ACB*. Характерно выраженный излом стенки канала в точке пересечения с ней ударной волны находится на расстоянии 1,1 δ от сечения *ACB* (см. фиг. 1). Выходной размер канала *FN* равен 1,77 δ .

На фиг. 3 показаны также основные результаты расчета реального течения в выравнивающем канале. Кривая 1 на фиг. 3 соответствует профилю канала, двойной линией обозначена ударная волна, кривая 2 соответствует поверхности контактного разрыва, зона смещения заштрихована. Начальные параметры в сечении *ACB* (за исключением $T_2(y) = 3000$ К) были приняты такими же, как и в описанном выше случае. Распределения $10^{-3} \cdot T$ и M в выходном сечении канала приведены на фиг. 4 (кривые 1 и 2); штриховые линии соответствуют параметрам течения идеального

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