

01

Численное моделирование взаимодействия отраженной ударной волны с пристенным пограничным слоем

© С.В. Булович, В.Э. Виколайнен, С.В. Зверинцев, Р.Л. Петров

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: bulovich@ista-pneumatics.ru

В окончательной редакции 22 сентября 2006 г.

В осесимметричной постановке рассмотрена задача о взаимодействии отраженной от плоской торцевой стенки цилиндрической ударной трубы ударной волны со спутным потоком газа. Решение получено в рамках численного интегрирования системы уравнений Навье—Стокса в приближении тонкого слоя по схеме предиктор—корректор. Проанализированы возникновение структуры рециркуляционного течения газа за отраженной ударной волной и ее эволюция по мере удаления волны от торцевой поверхности. Представлены линии постоянной плотности и поля вектора скорости.

PACS: 47.40.Nm

Имеющиеся экспериментальные данные о взаимодействии нормально отраженной ударной волны с пограничным слоем на боковых стенках ударной трубы свидетельствуют о том, что картина течения газа имеет более сложную структуру, чем это используется в общепринятой схеме бифуркации отраженной волны в виде так называемой λ -ножки [1]. Главным аргументом выступает то, что на теневых фотографиях поле градиента плотности в области между отраженной ударной волной и торцом трубы не является однородным. В частности, в иллюстративном материале работы [2] видно отчетливое чередование темных и светлых поперечных полос, практически пересекающих все сечение канала. Если следовать только схеме трехволновой конфигурации ударных волн, то причины для формирования осевых градиентов плотности по всему сечению трубы указать затруднительно.

В настоящей работе предпринята попытка получить сведения о структуре течения за отраженной ударной волной в результате численного решения нестационарных уравнений Навье—Стокса в приближе-

нии тонкого слоя в двумерной постановке. Решение получено по схеме предиктор—корректор, имеющий второй порядок точности по времени и второй порядок точности по пространству на гладких решениях.

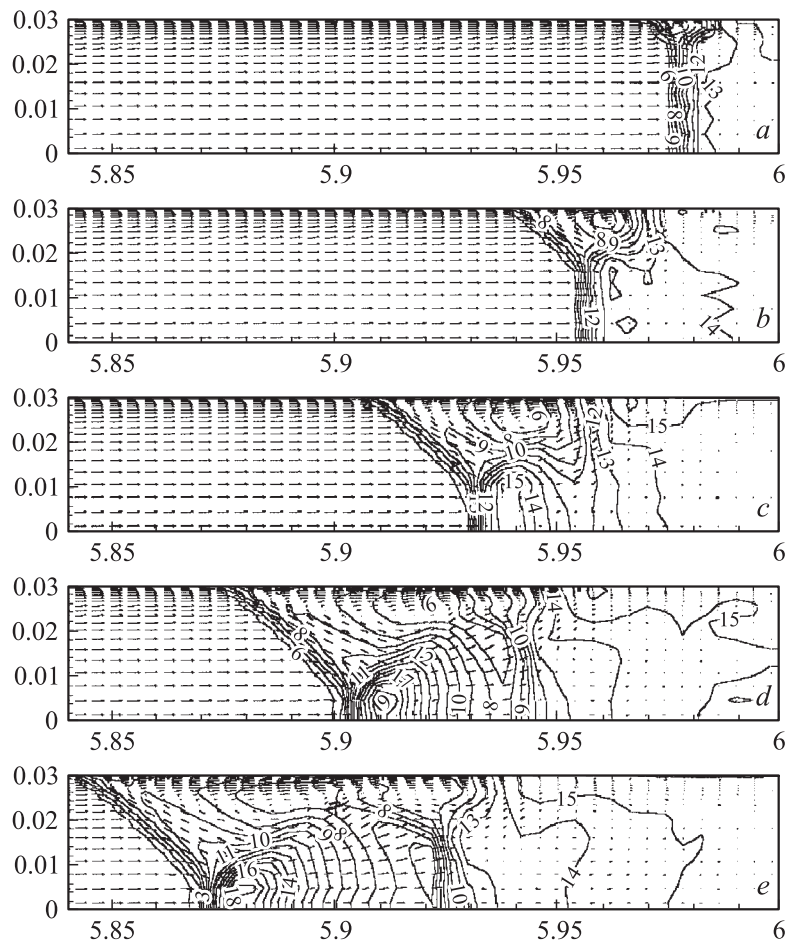
Шаг предиктора выполнен по неявной схеме. Учет характеристических свойств системы на шаге предиктора обеспечивается при помощи расщепления вектора потоков [3]. В качестве вектора газодинамических переменных, относительно которого ищется решение на промежуточном слое, используется псевдовектор $[\rho, \mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{p}]^T$ (обозначения общепринятые). Шаг корректора выполнен по явной схеме. Второй порядок аппроксимации по пространству обеспечивается за счет кусочно-линейного представления поведения функции в границах расчетной ячейки. Выбор наклонов газодинамических функций по координатным направлениям произведен на основании методики [4]. Расчет потоков газодинамических функций на границе расчетной ячейки основан на точном решении задачи Римана о распаде произвольного разрыва.

Для корректной формулировки задачи Коши была рассмотрена задача о течении газа в ударной трубе в предположении о мгновенном разрушении диафрагмы, разделяющей камеры высокого и низкого давлений. Такой подход позволяет естественным путем сформировать необходимые начальные условия для исследования процесса взаимодействия отраженной от торцевой поверхности ударной волны с нестационарным пограничным слоем, формирующимся на боковых стенках ударной трубы.

Расчет моделировал течение газа в ударной трубе постоянного сечения. Длина трубы — 6 м (камера высокого давления — 0.7 м), диаметр — 0.06 м. Давление углекислого газа в камере низкого давления 2.5 Кра. Начальная температура газа совпадала с температурой стенки трубы и была равна 300 К. Предполагалось, что температура стенки трубы неизменна во времени. Число Маха падающей ударной волны у торца ударной трубы равнялось 2.5.

Расчет проводился на неравномерной сетке размером 2001×31 со сгущением к боковой стенке трубы и торцу камеры низкого давления. Шаг интегрирования по времени был выбран равным $1.5 \cdot 10^{-7}$ с.

Расчет выявил особенности структуры потока в виде зоны интенсивной рециркуляции в окрестности боковой стенки трубы, которая в сочетании с λ -ножкой объясняет образование еще одного скачка уплотнения. Представление об эволюции взаимодействия отраженной ударной волны с пограничным слоем на боковой стенке ударной трубы



Изоклины и поля вектора скорости с интервалом 0.1 ms.

можно получить из рисунка, на котором приведены кривые постоянной плотности и поля вектора скорости. Начальная плотность газа в камере низкого давления принята равной 1. Анализируя приведенную на рисунке последовательность стадий продвижения волны, можно сформулировать следующую схему развития событий.

Возникший за падающей ударной волной пограничный слой в заданном сечении увеличивается в размерах по закону $\sim \sqrt{\nu t}$, где ν — коэффициент кинематической вязкости, t — время, отсчитываемое от момента прихода в сечение падающей ударной волны. Поэтому пограничный слой в каждом сечении трубы имеет свою толщину.

Непосредственно в окрестности торца трубы в области ядра потока газ за отраженной ударной волной останавливается. У торца трубы в окрестности стенки газ изменяет направление своего движения на противоположное, т.е. возникает спутное пристенное течение за отраженной ударной волной, направленное от торцевой стенки навстречу набегающему потоку. В результате этого в основании ударной волны в области пограничного слоя возникает сдвиговый слой и формируется вихревое течение. При этом происходит расщепление (бифуркация) фронта ударной волны на стенке ударной трубы, которую можно схематично представить в виде трехволновой конфигурации. Заметим, что изохоры, описывающие форму границы λ -конфигурации, криволинейны (см. рисунок).

По мере удаления отраженной ударной волны от торца трубы происходит увеличение толщины пограничного слоя и увеличение основания λ -ножки. Если останавливаться на кинематических оценках, то при проходе газа через переднюю часть основания λ -ножки газ меняет направление на противоположное (спутное течение). Замыкающая часть λ -ножки приводит к разгону газа из состояния покоя до уровня скоростей в спутном течении.

Возникновение криволинейного скачка уплотнения в окрестности боковой стенки ударной трубы приводит к тому, что газ, проходя через этот скачок, отклоняется по направлению к оси трубы. В результате этого центр вихря, порожденный сдвиговым течением газа, также смещается в радиальном направлении от стенки к оси трубы. На этой стадии происходит перераспределение потоков массы в области пограничного слоя за отраженной ударной волной. Замыкающая структура λ -ножки поддерживает вихревую структуру потока газа. По-прежнему непосредственно пристенные слои газа разгоняются из состояния покоя и образуют спутное пристенное течение. Газ, прошедший через косой скачок уплотнения (переднюю часть основания λ -ножки), пройдя через заднюю часть основания λ -ножки (схематично через два косых скачка), полностью не останавливается. Это приводит к медленному нарастанию

давления в окрестности торца трубы, отчетливо регистрируемому в экспериментальных работах (см. рисунок, *b*).

Следующую стадию развития процесса можно характеризовать накоплением массы газа, участвующего в рециркуляционном движении, что приводит к увеличению линейных размеров вихревой структуры. Точка сопряжения прямого и косого скачка смещается к оси трубы. При этом происходит перераспределение газа, проходящего через прямой и косой скачки уплотнения.

Структура течения газа в косом скачке уплотнения характеризуется двумя параметрами: числом Маха набегающего потока и углом скачка по отношению к направлению потока, который связан с углом полураскрытия в данном случае воображаемой поверхности клина. Эта условная клиновидная поверхность разделяет набегающий газ, прошедший через косой скачок уплотнения, и газ, участвующий в рециркуляционном движении. Дальнейшее торможение газа, прошедшего через косой скачок уплотнения, происходит в небольшом скачке, исходящем из тройной точки (см. рисунок, *c*).

Эта структура потока наиболее близка к общепринятой в литературе схеме λ -ножки, наблюдаемой в экспериментальных исследованиях [2]. Передняя часть λ -ножки опирается на боковую поверхность трубы, задняя ее часть заканчивается в области периферии вихревого течения. В отличие от традиционных представлений линия тока или контактная поверхность, исходящая из тройной точки, не только не параллельна образующей трубы, а, наоборот, отклоняется к ее оси, вызывая значительное повышение давления в ее окрестности.

Повышение давления за прямым скачком уплотнения в окрестности оси трубы приводит к ускоренному растеканию газа из этой области в радиальном направлении от оси трубы и в осевом направлении к торцу трубы. Гашение осевой составляющей скорости происходит в волне сжатия (см. рисунок, *d*). Эта структура течения является неустойчивой из-за возрастающей области вихревого движения и увеличения массы газа, прошедшего через косой скачок уплотнения.

На следующей стадии волна сжатия трансформируется в замыкающий прямой скачок уплотнения, за которым до торца трубы интенсивность движения газа незначительна. Одновременно с этим для торможения радиального течения газа из области высокого давления возникает косой скачок уплотнения, примыкающий к замыкающему скачку (см. рисунок, *e*).

Расщепление в результате взаимодействия с пограничным слоем на стенке ударной трубы отраженной ударной волны на головную часть и замыкающий скачок уплотнения приводит к расщеплению первичного вихря. Для выбранных параметров задачи, к концу рассматриваемого процесса, расстояние между скачками составляет более калибра трубы. При этом пристенный вихрь вытягивается в направлении образующей канала. Формирование косоугольного скачка уплотнения, сопрягающегося с замыкающим скачком уплотнения, разделяет его на два вихря. Оба вихря имеют одинаковое направление вращения. В результате этого каждый из косых скачков уплотнения имеет в основании на стенке ударной трубы развитое вихревое течение.

Список литературы

- [1] *Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г.* Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
- [2] *Фокеев В.П., Харитонов А.И.* // Изв. РАН. МЖГ. 2001. № 5. С. 169–176.
- [3] *Steger J.L., Warming R.F.* // J. Comput. Phys. 1981. V. 40. N 2. P. 263–293.
- [4] *Булович С.В., Миклухо Е.О.* Исследование неявных схем типа Годунова повышенного порядка точности. Формирование технической политики инновационных наукоемких технологий / Материалы научно-практической конференции и школы семинара 14–16 июня 2001 г. Т. II. СПб.: Изд-во СПбГТУ, 2001. С. 44–55.