

03

Пространственные эффекты при взаимодействии ударной волны с продольным каналом газа пониженной плотности

© П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин, О.Г. Сутырин[†]

Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

[†] E-mail: sutyurin@imec.msu.ru

Поступило в Редакцию 24 мая 2018 г.

На основе уравнений Эйлера численно исследуется трехмерная задача о взаимодействии ударной волны с продольным каналом газа пониженной плотности круглого, эллиптического или прямоугольного сечения. Детально описана структура формирующегося ударно-волнового предвестника и показано, что в трехмерном случае неустойчивости сдвиговых слоев внутри последнего развиваются быстрее, чем в осесимметричном течении. Для эллиптического и прямоугольного сечений отмечено небольшое усиление эффекта кумуляции высоконапорных струй. Исследована зависимость скорости роста предвестника от формы сечения канала и обнаружено, что вытягивание формы сечения канала приводит к существенному увеличению участка линейного роста.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.20.46887.17402

Эффект сильной перестройки фронта ударной волны, распространяющейся по ударной трубе, впервые был описан в 1954 г. [1]. Аналогичное явление было обнаружено при изучении распространения ударных волн от мощных взрывов [2]. Участок фронта волны, непосредственно прилегающий к поверхности, обгоняет основной фронт волны, при этом формируется косая ударная волна, распространяющаяся по невозмущенному газу вдали от стенки. Ударно-волновая структура, обгоняющая основной фронт волны, получила название „предвестник“. Перестройка течения обусловлена взаимодействием набегающей ударной волны с тонким слоем горячего газа, возникающим вблизи поверхности при прогреве последней излучением фронта волны. Подобный эффект крупномасштабной перестройки течения при наличии

тонкой „тепловой иглы“ лежит в основе идеи снижения волнового сопротивления затупленных тел при помощи локального энерговклада в набегающий сверхзвуковой поток [3]. В [4] было показано, что угол бокового скачка предвестника зависит только от температуры газа в слое, а также высказано предположение, что с некоторого момента времени предвестник растет линейно, почти автомодельно. Однако расчеты на больших временных интервалах [5] показали, что со временем линейный характер роста нарушается за счет эффекта „запирания потока“ и развития неустойчивостей внутри предвестника.

В настоящей работе исследуется трехмерное взаимодействие ударной волны с цилиндрическим каналом газа повышенной температуры (пониженной плотности) с целью изучения влияния формы сечения канала на основные характеристики течения.

Трехмерные нестационарные течения газа моделируются с помощью уравнений Эйлера:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e + p)u \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial y} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho vw \\ p + \rho v^2 \\ \rho vw \\ (e + p)v \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho vw \\ p + \rho w^2 \\ (e + p)w \end{pmatrix} = 0,$$

где ρ — плотность газа, p — давление, u , v и w — компоненты скорости газа вдоль декартовых осей x , y и z соответственно, а e — полная энергия единицы объема газа,

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2}.$$

Для численного моделирования применяется конечно-разностный метод из семейства WENO (weighted essentially non-oscillating, взвешенный практически неосциллирующий) [6] пятого порядка точности по пространству и третьего по времени, дополненный методом H -коррекции [7] поперечной неустойчивости ударных волн, характерной для схем высокого порядка аппроксимации. Для сравнения с осесимметричным течением схема была адаптирована для двумерных осесимметричных уравнений Эйлера по методу [8].

Рассматривается задача о взаимодействии сильной плоской ударной волны — скачка уплотнения — с каналом конечной ширины,

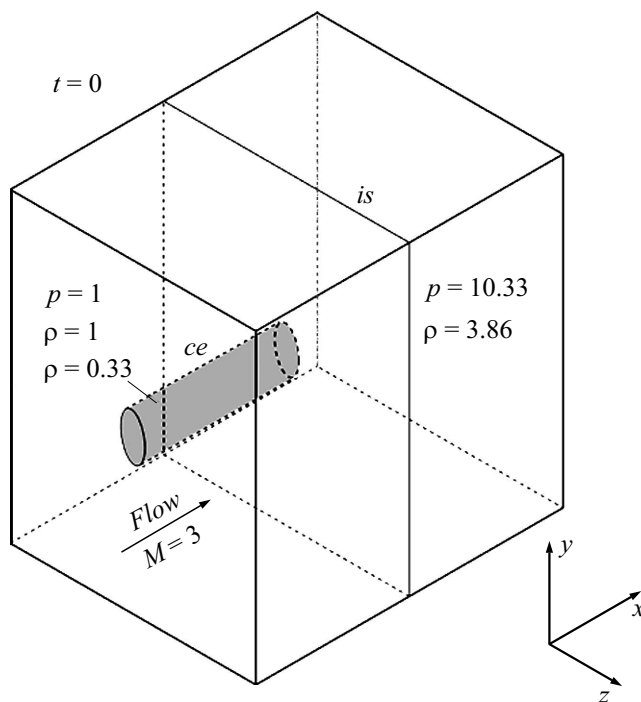


Рис. 1. Схема начальных условий: *is* — исходная ударная волна, *ce* — граница канала газа пониженной плотности.

заполненным газом пониженной плотности (что для совершенного газа эквивалентно слою газа повышенной температуры). На рис. 1 приведена схема начального состояния течения. Система отсчета связана со скачком уплотнения: газ, часть которого формирует цилиндрический канал пониженной плотности, со сверхзвуковой скоростью движется вдоль оси цилиндра, расположенной по нормали к фронту скачка. Перпендикулярное сечение канала имеет форму круга, эллипса или прямоугольника. Геометрия сечения задается отношением полуосей эллипса (сторон прямоугольника) b , значение $b = 1$ соответствует круглому (квадратному) сечению.

Поток газа перед скачком (область $x < 0$) однороден по скорости и давлению, а за скачком ($x \geq 0$) однороден по всем параметрам.

В начальный момент времени $t = 0$ торец цилиндра касается фронта волны. Параметры газа по разные стороны скачка вне канала пониженной плотности связаны соотношениями Ренкина–Гюгонио для стоячего скачка уплотнения.

Давление и плотность газа в невозмущенном потоке газа перед скачком принимаются равными единице. В постановке задачи присутствует единственная величина с размерностью длины — диаметр канала, поэтому его можно принять за масштаб длины l_0 . В случае некругового цилиндра за l_0 принимается наименьший диаметр сечения канала. За масштаб времени удобно принять отношение l_0 к скорости звука в невозмущенном газе: $t_0 = l_0/a_0$, $a_0 = \sqrt{\gamma p_0/\rho_0} = \sqrt{\gamma}$. Таким образом, определяющими параметрами задачи являются показатель адиабаты Пуассона γ , число Маха M набегающего потока газа, отношение плотности газа внутри канала к плотности невозмущенного газа ω и отношение диаметров сечения цилиндра b . Для всех расчетов далее принято $\gamma = 1.4$, $M = 3$, $\omega = 1/3$, а параметр b принимает значения 1, 2 или 4 как для эллиптического, так и для прямоугольного цилиндра. Далее в тексте и на рисунках все величины размерности длины отнесены к l_0 , а время — к t_0 . Расчетная область имеет форму куба, состоящего из $400 \times 400 \times 400$ одинаковых кубических ячеек сетки, на наименьший диаметр канала приходится 20 ячеек. Осесимметричные расчеты проводились на эквивалентной сетке, состоящей из 400×200 квадратных ячеек.

При $b = 1$ на начальном этапе двумерное осесимметричное и трехмерное течения полностью совпадают. На рис. 2, а приведены изолинии плотности двумерного осесимметричного течения для более позднего момента времени $t = 7.6$, соответствующего среднему этапу течения, однако основные элементы течения, характерные для начального этапа, сохраняются. Вблизи оси симметрии происходит локальный одномерный распад разрыва: навстречу набегающему потоку газа по каналу движется лидирующий скачок уплотнения ls , а вниз по потоку — волна разрежения. Между лидирующим скачком и невозмущенным участком исходной ударной волны формируется косой скачок ps , образующий боковой фронт предвестника. Внутри предвестника формируются преломленный тангенциальный разрыв se , „висячий“ скачок уплотнения hs , а за ним — высоконапорная струя газа, ограниченная тангенциальным разрывом je .

На среднем этапе течения происходит кумуляция высоконапорной струи на оси симметрии: образуется область повышенного давления и

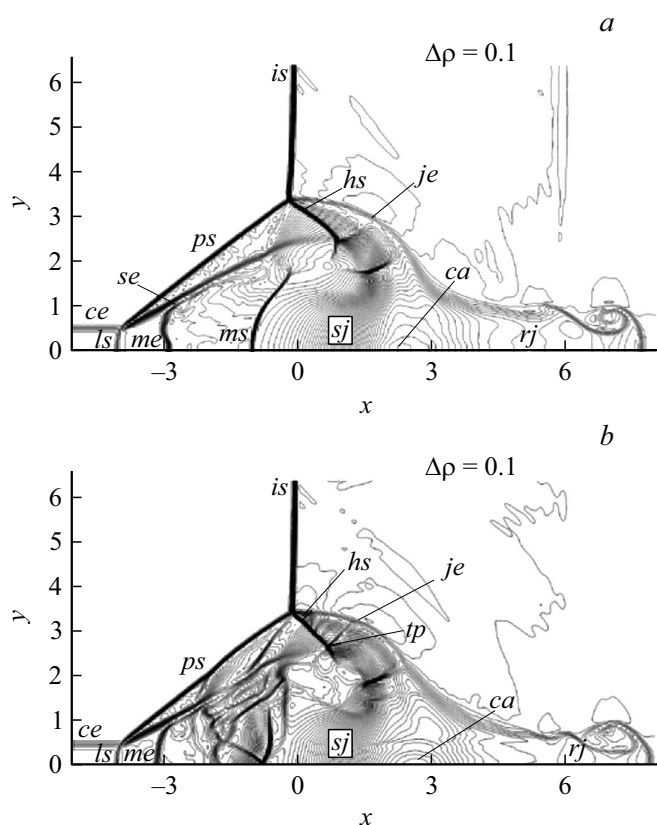


Рис. 2. Осевые полусечения предвестника в момент $t = 7.6$: изолинии плотности с шагом 0.1. Координатная линия $y = z = 0$ проходит по нижнему краю каждого рисунка. a, b — двумерное осесимметричное и трехмерное течения для $b = 1$ соответственно, c, d — сечения вдоль меньшего и большего диаметров канала для $b = 2$; ls — лидирующий скачок, ps, hs — боковой и внутренний „висячий“ скачки предвестника, tp — тройная точка, se — преломленная граница канала, je — граница высоконапорной струи, s_j и r_j — прямая и обратная осевые струи, ca — область кумуляции высоконапорной струи, me и ms — контактный разрыв и ударная волна, ограничивающие дозвуковую область обратного тока.

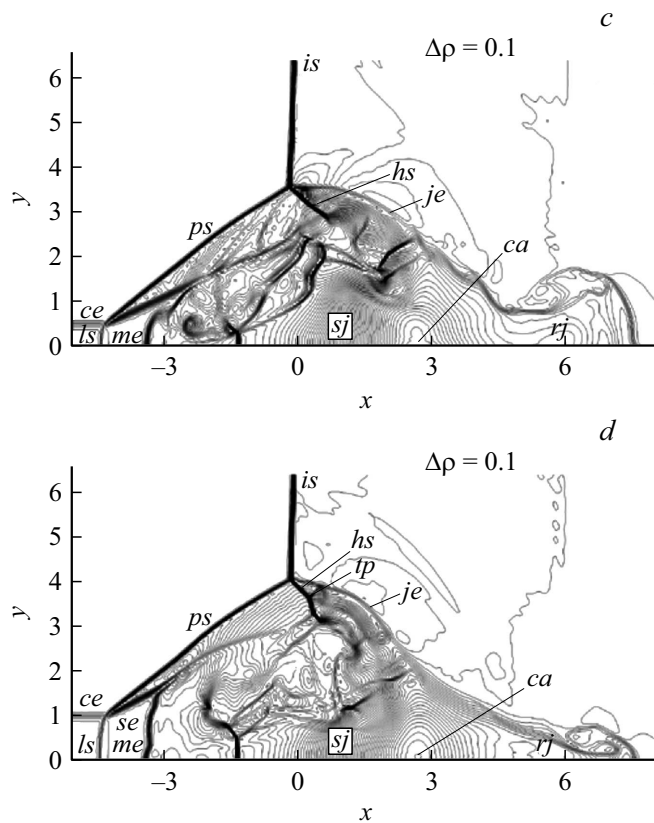


Рис. 2 (продолжение).

плотности ca и исходящие из нее сверхзвуковые осевые струи газа sj и rj . Дозвуковая область обратного тока, ограниченная контактным разрывом me , отделяется от осевой струи sj скачком уплотнения ms . Такая структура течения сохраняется до $t \approx 4.5$, при этом размеры предвестника увеличиваются линейно со временем. Позднее эффект „запирания потока“ (столкновение контактного разрыва me с тангенциальным разрывом se) и развитие неустойчивостей внутри предвестника приводят к нелинейному замедлению роста последнего [5].

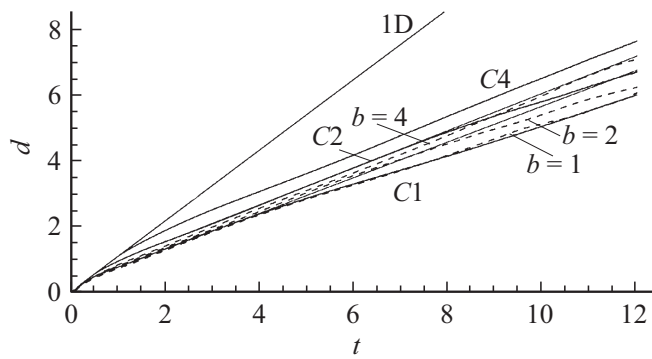


Рис. 3. Зависимость длины d предвестника от времени. 1D — одномерный распад разрыва (канал бесконечного диаметра), C1, C2, C4 — двумерные осесимметричные течения для соответствующих диаметров канала, штриховые линии $b = 1, b = 2, b = 4$ — трехмерные течения с указанными отношениями длин полуосей сечения канала, тонкие сплошные линии — экстраполяция участков линейного роста предвестника.

В трехмерном расчете с момента времени $t \approx 6$ начинают проявляться отличия от осесимметричного течения: скачок ms , а также контактные и тангенциальные разрывы внутри предвестника дополнительно искривляются, на „висячем“ скачке hs проявляется дополнительная тройная точка tp . К моменту времени $t = 7.6$, приведенному на рис. 2, b , течение внутри предвестника становится уже существенно хаотичным, что свидетельствует о более быстром развитии неустойчивостей в трехмерном случае по сравнению с осесимметричным. Характер развития неустойчивостей внутри предвестника при этом несколько различается в разных осевых сечениях канала (на рисунках это не приведено): на наклонных по отношению к линиям сетки сечениях искривления фронтов разрывов и мелкомасштабные вихри локализованы ближе к оси симметрии задачи. Фронт косога скачка ps во всех сечениях очень близок к прямолинейному.

На рис. 2, c, d приведены сечения вдоль наименьшего и наибольшего диаметров эллиптического канала для $b = 2$. Сравнение с расчетами для круглых каналов показывает, что время начала эффекта „запирания потока“ и хаотизации течения внутри предвестника определяется меньшим диаметром канала, однако лидирующий скачок успевает пройти

несколько большее расстояние, чем при $b = 1$. Несмотря на отсутствие осевой симметрии в постановке задачи, кумуляция струи в области ca более интенсивна: в момент $t = 7.6$ пиковые плотность и давление в этой области на 10% выше, чем для круглого сечения. Качественных и количественных различий между картинками изолиний в разных осевых сечениях предвестника намного больше, чем в случае $b = 1$, поэтому можно предположить, что описанные выше эффекты вызваны в большей степени вытянутостью сечения цилиндра, чем развитием окружающих неустойчивостей.

На рис. 3 приведена зависимость длины d предвестника — расстояния между лидирующим и исходным скачками вдоль оси цилиндра — от времени t для различных форм поперечных сечений канала. Сплошные линии соответствуют осесимметричным расчетам с диаметрами канала 1, 2 и 4. Эти расчеты эквивалентны между собой с точностью до масштабов координат и времени, но удобны для сравнения с трехмерными расчетами. Штриховыми линиями показаны результаты трехмерных расчетов для $b = 1, 2$ и 4 , а тонкими сплошными линиями — экстраполяция участков линейного роста предвестника. Расчеты для прямоугольных сечений канала не указаны во избежание загромождения рисунка. Можно отметить, что вытягивание формы сечения канала не влияет на скорость роста предвестника на линейном участке, но сдвигает и существенно его удлиняет. Этот эффект, вероятно вызванный более медленным развитием эффекта „запирания потока“ в осевом сечении вдоль большего диаметра канала, еще больше выражен для прямоугольных сечений. Такая зависимость позволяет предположить, что протяженность участка линейного роста, а также интенсивность кумуляции струи определяются в первую очередь наибольшим линейным размером поперечного сечения канала — большим диаметром эллипса или диагональю прямоугольника.

Для оценки влияния сеточных эффектов на свойства течения проводились дополнительные расчеты с вдвое большим числом ячеек на диаметр канала, а также с различной ориентацией сечения некругового канала относительно линий сетки. Размер предвестника начинает зависеть от числа ячеек и ориентации канала относительно сетки на больших временах (примерно $t > 10$), а развитие неустойчивостей внутри него — начиная с $t = 8$, поэтому можно предположить, что описанные выше эффекты являются чисто газодинамическими, а для точного моделирования задачи на более поздних этапах необходим учет вязкости газа и турбулентности течения.

В результате численного моделирования показано, что форма сечения канала газа пониженной плотности при взаимодействии с ним ударной волны оказывает существенное влияние на количественные характеристики течения: интенсивность кумуляции струй и устойчивость линейного режима роста предвестника на протяженных интервалах времени.

Работа выполнена в соответствии с планом исследований НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 16-29-01092-офи_м, 18-01-00793-а).

Список литературы

- [1] *Shreffler R.G., Christian R.H.* // J. Appl. Phys. 1954. V. 25. N 3. P. 324—331.
- [2] *Садовский М.А., Адушкин В.В.* // ДАН СССР. 1988. Т. 300. № 1. С. 79–83.
- [3] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // Тр. МИАН СССР. 1989. Т. 186. С. 197–201.
- [4] *Артемьев В.И., Маркович И.Э., Немчинов И.В., Суляев В.А.* // ДАН СССР. 1987. Т. 293. № 5. С. 1082–1084.
- [5] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А., Сутырин О.Г.* // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2016. № 5. С. 125–132.
- [6] *Castro M., Costa B., Don W.S.* // J. Comput. Phys. 2011. V. 230. N 5. P. 1766–1792.
- [7] *Sanders R., Morano E., Druguet M.C.* // J. Comput. Phys. 1998. V. 145. N 2. P. 511–537.
- [8] *Wang S., Johnsen E.* arXiv.org: 1701.04834. 2017