

УДК 533.6.011

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ НА СТРУКТУРУ СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

В.П. ЗАМУРАЕВ

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск*

Рассмотрено влияние локального энерговыделения у стенки плоского канала на структуру сверхзвукового течения. Решаются уравнения Эйлера. Энерговыделение моделируется заданием в некоторой зоне более высокого начального давления. Размеры зоны малы. Для решения этой разномасштабной задачи применяется специально разработанный численный метод, позволяющий вводить перекрывающиеся сетки, размеры ячеек которых отличаются, по крайней мере, на порядок. Тестовые расчеты показали эффективность метода. Результаты по влиянию энерговыделения приведены для числа Маха на входе в канал $M = 2$. Установлено, что локальное энерговыделение создает заметную завихренность потока. Кроме того, начальное возмущение относительно быстро распространяется поперек канала. Оба фактора важны в практическом плане (для управления процессами перемешивания химически реагирующих веществ, организации сверхзвукового горения и т. д.).

Эффекты, связанные с локальным воздействием на сверхзвуковые течения, вызывают определенный интерес, связанный с тем, что иногда с помощью относительно небольших затрат энергии или вещества можно изменять структуру течения. Так, в работе [1] экспериментально показано, что взаимодействие ударной волны с тонким протяженным каналом газа пониженной плотности приводит к кардинальной перестройке газодинамического течения, если этот канал ориентирован под достаточно большим углом к фронту волны. В [2] найдено, что при использовании мощного импульсного оптического разряда перед обтекаемым сверхзвуковым потоком телом (конусом, сферой) его аэродинамическое сопротивление при увеличении частоты следования импульсов лазерного излучения уменьшается в два раза. Значительное влияние этих воздействий связано с нелинейной природой явлений. Приведенные примеры говорят о возможности использования локальных воздействий для управления сверхзвуковыми течениями.

В данной работе рассматривается влияние локального энерговыделения на сверхзвуковое течение в плоском канале. Это воздействие может увеличить завихренность потока, что важно при перемешивании химически реагирующих веществ, для процесса сверхзвукового горения и т. д. [3]. Рассмотрение ограничивается рамками уравнений движения Эйлера для идеального газа. Предполагается, что размеры области энерговыделения могут быть на два — три и более порядков меньше размеров канала. Поэтому численному методу в работе уделяется особое внимание.

При решении газодинамических задач существует проблема выделения ударных волн, контактных разрывов, вихрей и других подробностей течения. Подобная же проблема возникает при наличии локальных возмущающих факторов: уступа в стенке, энерговыделения в узкой области и др. Часто имея

малые размеры, эта область возмущения тем не менее может оказывать значительное влияние на все поле течения, порождая и ударные волны, и все те явления, которые существуют в сверхзвуковых потоках. Яркими примерами являются результаты работ [1, 2]. Вместе с тем нередко и область возмущения, и ее влияние на течение не настолько малы, чтобы можно было использовать какие-либо асимптотические разложения. Уравнения газовой динамики решать приходится численно, с учетом того, что в некоторой подобласти должна использоваться особенно мелкая сетка. Применение ее для всей области течения может оказаться невозможным из-за слишком большого числа узлов (порядка нескольких миллионов и более). В настоящей работе используется специально разработанная для такого класса задач методика, которую можно отнести к методам перекрывающихся сеток; ее отличие от существующих методов состоит в том, что размеры ячеек перекрывающихся сеток могут различаться на два порядка.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Моделируется сверхзвуковое течение в плоском канале постоянного сечения с локальным энерговыделением вблизи стенки. Решаются уравнения Эйлера в консервативной форме для газа с постоянным показателем адиабаты γ :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = 0,$$

$$U = (\rho, \rho u, \rho v, e),$$

$$F = (\rho u, p + \rho u^2, \rho uv, u(p + e)), \quad G = (\rho v, \rho uv, p + \rho v^2, v(p + e)).$$

Здесь координаты x и y направлены соответственно вдоль и поперек канала и отнесены к его ширине d ; время t отнесено к d/a_0 , компоненты скорости газа u и v и скорость звука a — к a_0 , плотность ρ — к ρ_0 ; давление p и полная энергия единицы объема газа e обезразмерены с помощью величины $\rho_0 a_0^2$; ρ_0 и a_0 — размерные давление и скорость звука в потоке на входе в канал (соответствующая плотность газа равна $\gamma\rho_0$). Для рассматриваемой модели газа

$$p = (\gamma - 1) \left(e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \right), \quad a^2 = \gamma p / \rho.$$

Для решения этих уравнений на входе в канал (при $x = 0$) задаются параметры невозмущенного течения. На выходе ($x = l$) при сверхзвуковых скоростях применяется экстраполяция. На стенках канала ($y = 0$ и 1) ставится условие непротекания: $v = 0$. В начальный момент времени во всей области течения, за исключением небольшой зоны энерговыделения, параметры газа такие же, как на входе в канал. Зона энерговыделения расположена у стенки и имеет прямоугольную форму ($l_1 \leq x \leq l_2$, $0 \leq y \leq d_2$). Считается, что энерговыделение происходит очень быстро и плотность газа за соответствующий промежуток времени не успевает измениться, меняются только местное давление и температура. В этой зоне задается более высокое начальное давление (и температура). Другие параметры (ρ , u , v) такие же, как в остальной части области.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Для численного решения поставленной задачи применяется метод Мак-кормака [4, 5] в сочетании с некоторой сеточной процедурой.

В литературе перекрывающиеся сетки широко используются для решения стационарных задач [6, 7]. Нестационарные задачи решаются с использованием двух- и трехуровневых адаптивных сеток с измельчением шага в 2 – 4 раза [8 – 10], а также с помощью метода неструктурных сеток [11], в котором число связей данного узла с соседними самое большее удваивается. Однако все эти подходы требуют при решении рассматриваемой задачи значительных затрат памяти. В настоящей работе применяется методика, позволяющая вводить в отдельных подобластях сетки с шагом на порядок меньшим. Указанные выше подходы не позволяют этого делать из-за появления значительных осцилляций или нефизических волн.

В соответствии с настоящей методикой область течения, в которой численно решаются уравнения газовой динамики, разбивается на ряд подобластей, последовательно окружающих одна другую. В каждой из них вводится своя прямоугольная сетка с одинаковым направлением сторон ячеек. Во внешней подобласти строится самая крупная сетка. При последовательном перемещении из внешней подобласти к внутренней сетки измельчаются. В самой внутренней подобласти, включающей зону энерговыделения, сетка наиболее мелкая. Введенные сетки не перекрываются, т. е. ячейки сеток, прилегающие к границе подобластей, имеют в качестве одной из сторон соответствующий участок границы. Узлами сеток являются центры ячеек.

Шаги при переходе к более мелкой сетке могут уменьшаться значительно, например на порядок. Соответственно во столько же раз изменяется шаг интегрирования по времени. Таким образом, критерий Куранта имеет одно и то же значение для всех подобластей, и в каждой из них решение может находиться по одной и той же разностной схеме.

Для связи решений подобласти расширяются в соседние. Расширенные сетки являются перекрывающимися. В дальнейшем для простоты изложения область течения считается разбитой на две подобласти: с крупной (1) и мелкой (2) сетками. В подобласти с мелкой сеткой у границы с другой подобластью вводится два слоя узлов крупной сетки. Значения параметров течения в них на предыдущем (n -ом) временном слое находятся по значениям этих параметров в узлах мелкой сетки для того же момента времени. Это делается с помощью линейной интерполяции. Ввиду малости шага погрешность интерполяции мала. Полученные значения параметров используются в качестве граничных условий для нахождения решения в подобласти с крупной сеткой на новом ($(n + 1)$ -ом) временном слое.

В свою очередь, мелкая сетка продляется в подобласть крупной на один крупный шаг (при отношении измельчения, равном $r = \Delta t_1/\Delta t_2$, на r мелких шагов). Аналогично в дополнительных узлах мелкой сетки на n -ом временном слое параметры течения вычисляются путем линейной интерполяции по их значениям в узлах крупной сетки. Полученные значения параметров используются в качестве граничных условий для нахождения решения в подобласти с мелкой сеткой в тот же ($n + 1$)-й момент времени, что и на крупной сетке.

Применение линейной интерполяции для определения параметров течения в дополнительных узлах сеток приводит к некоторой погрешности в решении и нарушает консервативность метода. Однако, как показывают оценки на гладком решении, соответствующее различие в потоках массы, импульса и энергии на границах сеток мало. В одномерном случае расширение мелкой сетки в подобласть крупной приводит к погрешности в массе, равной

$$\Delta M_1 = \left(\sum_{i=1}^r \rho_i / r - \rho_m \right) \Delta x_1,$$

где ρ_i — плотность газа в дополнительных узлах мелкой сетки, ρ_m — плотность газа в узле крупной сетки, ближайшем к подобласти мелкой сетки. Несложные вычисления дают

$$\Delta M_1 = \frac{1}{8} \Delta x_1 (\rho_{m-1} - 2\rho_m + \rho_{m+1}) \approx \frac{1}{8} \Delta x_1^3 \left(\partial^2 \rho / \partial x^2 \right)_m,$$

т. е. эта погрешность третьего порядка малости.

Соответствующая локальная погрешность на мелкой сетке также третьего порядка малости. Так, на i -ом мелком шаге ($i \leq r/2$) масса изменяется на величину

$$\Delta M_2 = (\rho_{m-1} + (\rho_m - \rho_{m-1}) / \Delta x_1 \cdot (x_i - x_{m-1}) - \rho_i) \Delta x_2.$$

Разложение в ряд на гладком решении приводит к оценке

$$|\Delta M_2| < \frac{1}{8} \Delta x_2 \Delta x_1^2 \left| \left(\partial^2 \rho / \partial x^2 \right)_i \right|.$$

Такой же порядок имеет погрешность в плотности потоков импульса и энергии. Аналогичный результат получается и при продлении крупной сетки в подобласть мелкой. Внесение этой погрешности в разностную схему не понижает ее второго порядка аппроксимации и приводит лишь к слабому нарушению консервативности метода.

Оценки показывают, что этот вывод остается в силе и в двумерном случае. Погрешность в массе выражается зависимостью

$$\begin{aligned} \Delta M_1 &= \left(\sum_{i,j}^r \rho_{ij} / r^2 - \rho_{mk} \right) \Delta x_1 \Delta y_1 \approx \\ &\approx \frac{1}{8} \Delta x_1 \Delta y_1 \left(\left(\partial^2 \rho / \partial x^2 \right)_{mk} \Delta x_1^2 + \left(\partial^2 \rho / \partial y^2 \right)_{mk} \Delta y_1^2 \right), \end{aligned}$$

где индексы m и k определяют приграничную ячейку крупной сетки.

При численном решении дополнительно проводился контроль за погрешностью в потоках массы, импульса и энергии на границах сеток, который подтвердил, что нарушение консервативности метода мало.

Далее по одной и той же разностной схеме — любой, использующей гидродинамические потоки (в работе это схема Макормака), проводится расчет на $(n + 1)$ -ом временном слое в каждой из подобластей независимо. Решения могут отличаться в значениях потоков на границах сеток на указанную малую величину. Это не приводит к появлению других сколько-нибудь заметных осцилляций, кроме связанных с применением конкретной разностной схемы на равномерной сетке (мелкой или крупной), в чем и состоит отличительная особенность данного подхода от традиционных локальных многосеточных и зональных методов. В подобласти 1 делается только один временной шаг Δt_1 , в подобласти же 2 совершается r шагов, каждый из которых равен Δt_2 . Число узлов в каждой расширенной подобласти, в которых насчитываются новые значения параметров, сокращается со стороны другой подобласти. В результате на $(n + 1)$ -м временном слое параметры течения становятся известными во

всех узлах подобластей без расширения. Подобная процедура (следует подчеркнуть) не порождает осцилляций и нефизических волн.

В качестве разностной схемы применялась схема Маккормака [4] с расщеплением по пространственным координатам. Порядок интегрирования по осям координат чередовался. Метод Маккормака условно устойчив. Надежные результаты позволяют получать поочередное использование четырех вариантов схемы.

Для улучшения свойств разностной схемы применялась искусственная вязкость четвертого порядка малости [5]. Здесь она модифицирована с учетом того, что в некоторой подобласти сетка измельчена. Данная искусственная вязкость не устраняет полностью осцилляции параметров газа за ударной волной, но она слабо размывает скачок уплотнения. Кроме нее применялись другие виды искусственной вязкости [12]. Существующие так называемые безосцилляционные методы (TVD, ENO) из-за большого числа возможных шаблонов пока проблематично совместить с применяемой в работе вычислительной процедурой.

ТЕСТОВЫЕ РАСЧЕТЫ

Для тестовых испытаний рассмотрен ряд одномерных задач: распространение ударной волны, контактного разрыва и волны разрежения через подобласть измельченной сетки. Расчеты проводились для идеального газа с показателем адиабаты, равным 1,4. На ударной волне и волне разрежения задавался десятикратный перепад давления. На контактном разрыве плотность газа изменялась в 10 раз. Сеточный шаг измельчался в 10, 20, 50 и 100 раз.

На рис. 1, I в качестве примера приведены распределения по x давления p , плотности ρ и скорости газа u для ударной волны в момент $t = 0,862$, когда она проходит через подобласть измельченной сетки (фактор измельчения $r = 100$). Сплошные линии — численное решение по предлагаемому методу,

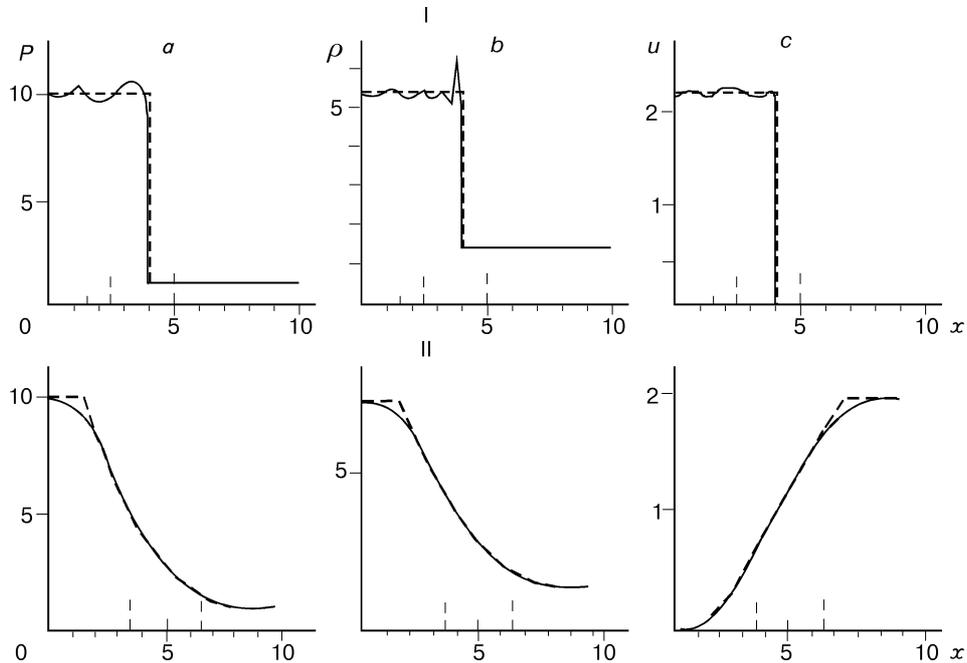


Рис. 1. Распределение по x давления (а), плотности (б) и скорости газа (с) для ударной волны (I) и для волны разрежения (II).

Поясн. см. в тексте.

штриховые — точное решение. Одна вертикальная черточка над осью x (см. рис. 1, I) отмечает начальное положение ударной волны, две черточки указывают границы подобласти, где сетка измельчается. Ударная волна в соответствии с разностной схемой размывается на три — четыре шага. Когда волна входит в подобласть мелкой сетки, она вначале оказывается размазанной на много мелких шагов. Соответствующие распределения параметров газа являются неустойчивыми; происходит их деформация и формирование ударной волны той же интенсивности, размазанной также на три — четыре, но уже мелких шага.

Если для решения этой и других подобных задач использовать существующие методы, то на границе между сетками возникают нефизические осцилляции, причем последние тем сильнее, чем больше фактор измельчения. В данной работе переход ударной волны через границу сеток не порождает каких-либо осцилляций. Наблюдаемые небольшие колебания параметров за фронтом волны связаны исключительно с разностной схемой Маккормака. Величины потоков массы, импульса и энергии различаются на границах сеток самое большее в четвертой значащей цифре.

Для волны разрежения рассматривались вхождение ее переднего и заднего фронтов в подобласть с измельченной сеткой и выход из нее. Последний случай показан на рис. 1, II для $t = 2,558$. Видно, что осцилляции на границах сеток не появляются. Если начальное положение волны разрежения задано в подобласти с крупной сеткой, то волна считается несколько хуже, что является следствием слишком крупного основного (неизмельченного) шага сетки (по оси x во всех этих расчетах бралось 20 крупных шагов, т. е. $\Delta x_1 = 0,5$ при длине канала $l = 10$).

В случае контактного разрыва, если начальное положение его задать перед подобластью с измельчением сетки, профиль плотности, будучи размытым на три — четыре крупных шага, распространяется, практически не меняясь. Давление и скорость газа всюду остаются неизменными.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что предпринимаемые иногда попытки улучшить, уточнить стационарное решение в какой-либо подобласти течения путем измельчения сетки в некоторый момент, когда на крупной сетке решение газодинамической задачи уже получено, с последующим счетом на этой мелкой сетке, могут не давать желаемого результата. В нестационарном случае возможен подобный же отрицательный эффект. Войдя из подобласти с крупной сеткой в подобласть с мелкой сеткой, контактный разрыв и волна разрежения так и останутся неточными.

Помимо одномерных проводились двумерные тестовые испытания. В частности, рассмотрено распространение ударной волны по каналу постоянного сечения. В канале в некоторой прямоугольной подобласти вблизи стенки ($d_2 < 1$, $(l_2 - l_1) < l$) сетка измельчалась в 10 раз. Начальное положение волны задавалось перед этой подобластью. Перепад давления во фронте волны варь-

ровался. На рис. 2 показано, как ударная волна с перепадом давления, равным 10, проходит по каналу с указанной составной сеткой. Здесь приведены линии уровней плотности. Штриховыми линиями изображена крупная сетка. Мелкая

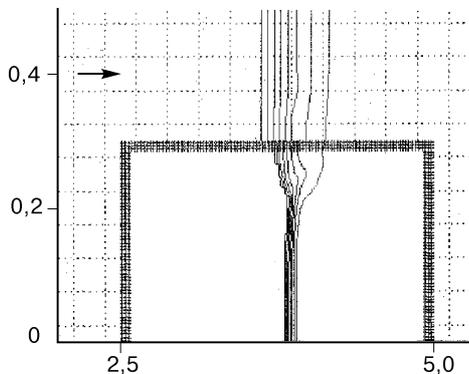


Рис. 2. Распределение уровней плотности при прохождении ударной волны через подобласть мелкой сетки.

Стрелка указывает направление распространения ударной волны.

сетка нанесена только частично, по краю подобласти. По предлагаемой методике ударная волна проходит по каналу с составной сеткой без каких-либо дополнительных искажений. В подобласти мелкой сетки волна поджимается. При этом вблизи границы с крупной сеткой она остается размытой, стыкуясь с волной на крупной сетке.

Рассмотрено также прохождение по каналу с составной сеткой волны разрежения и контактного разрыва. Тестовые испытания показали эффективность данной численной методики.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Расчет влияния локального энерговыделения на структуру сверхзвукового течения в канале проведен для различных значений параметров как самого течения, так и энерговыделения. Здесь приведены результаты для следующего случая. На входе в канал $p = 1$, $\rho = 1,4$, $u = 2$, $v = 0$. Длина канала $l = 10$. Зона энерговыделения определяется величинами $l_1 = 3,125$, $l_2 = 4,025$, $d_2 = 0,06$. Начальное давление в ней в основном варианте равно $p = 10$. Рис. 3 иллюстрируют динамику распределения давления в канале для различных моментов времени ($t = 0,0787$, $0,1131$, $0,2048$, $0,3633$ и $1,2178$). Внешняя изобара, охватывающая область возмущенного течения, определяется значением $p = 0,1$ (давление отнесено к начальному значению в зоне энерговыделения). Изобары

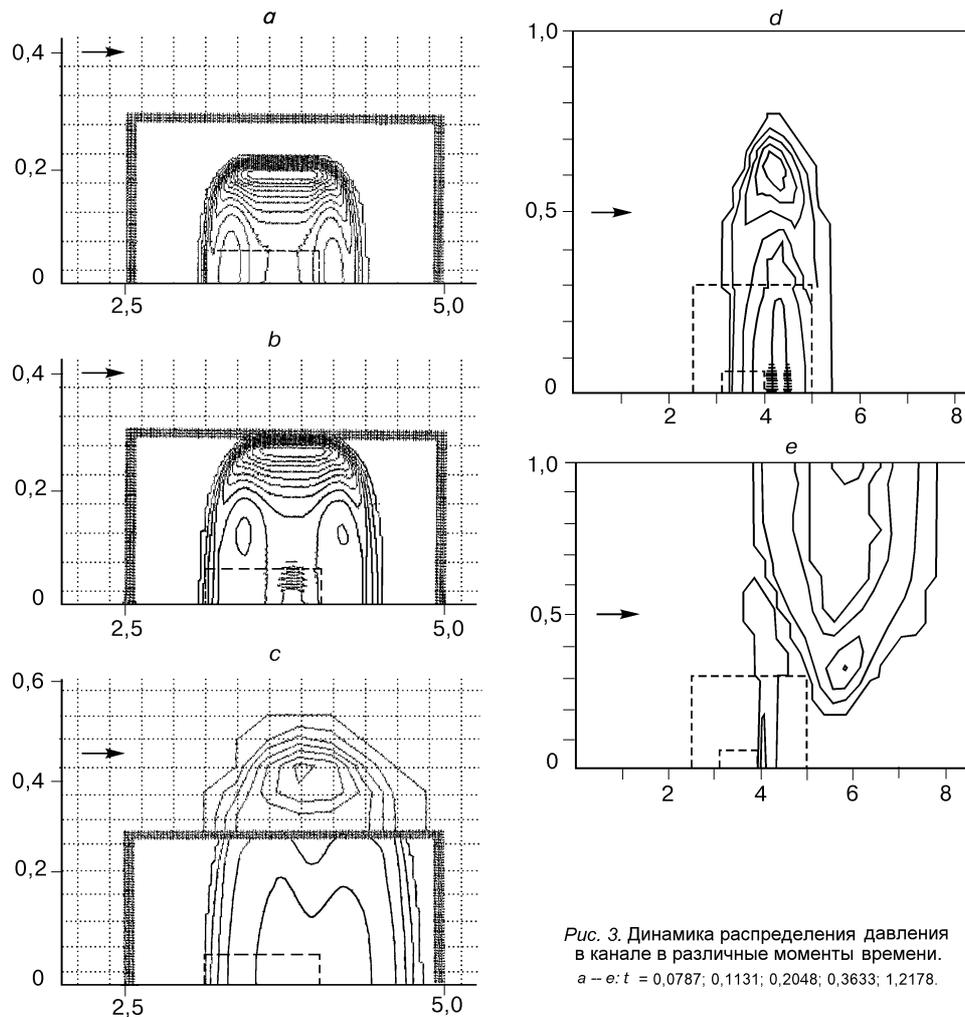
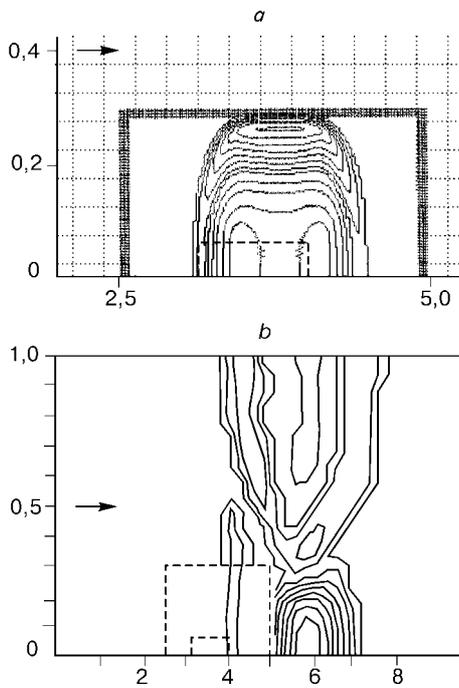


Рис. 3. Динамика распределения давления в канале в различные моменты времени.
 а – е: $t = 0,0787$; $0,1131$; $0,2048$; $0,3633$; $1,2178$.

проведены через интервал давления, равный 0,025 на рис. 3, *a – d* и 0,02 на рис. 3, *e*. Штриховые линии на рис. 3, *a – c* представляют крупную сетку (здесь изображена часть области течения). Мелкая сетка нанесена только частично, по внешнему краю соответствующей подобласти (фактор измельчения $r = 10$). В ней штриховой линией указана зона энерговыделения. На рис. 3, *d, e* штриховые линии выделяют зону энерговыделения и подобласть мелкой сетки; сплошные прямые линии $y = 0$ и 1 соответствуют стенкам канала.

В результате распада произвольного разрыва, задаваемого в начальный момент времени ($t = 0$), формируется ударная волна. Первоначально она на отдельных участках прямолинейная. На участке, отвечающем распространению волны поперек канала, скачок уплотнения довольно сильный. На рис. 3, *a, b* соответствующие изобары лежат плотно друг к другу; размер области возмущения в поперечном направлении быстро растет. На участках, отвечающих распространению ударной волны вверх и вниз по потоку, ее интенсивность быстро падает. Такой характер распространения ударной волны связан с геометрией области энерговыделения ($d_2 \ll (l_2 - l_1)$).

Внутри области возмущения распространяются волны разрежения. При взаимодействии волн разрежения, распространяющихся вверх и вниз по потоку навстречу друг другу, а также при отражении волны разрежения от стенки канала в области возмущения появляются зоны с давлением более низким, чем у стенки канала и в центральной части области возмущения (см. рис. 3, *a, b*). Подобный эффект наблюдается и при отражении центрированной волны разрежения от стенки в плоском одномерном нестационарном случае [13]. Когда формируется простая отраженная волна разрежения, давление в ней, падая, становится ниже, чем у стенки. Здесь этот эффект осложнен двумерностью задачи и связан с конечностью размеров области энерговыделения. Несколько позже (см. рис. 3, *c*) зоны пониженного давления сливаются; но давление внутри области возмущения остается по-прежнему выше, чем вне ее ($p > 0,11$). К моменту времени $t = 0,3633$ (см. рис. 3, *d*) в результате завершения формирования отраженной волны разрежения в области возмущения появляется узкая зона, где давление становится ниже невозмущенного значения. Этой зоне на рис. 3, *d* соответствует дополнительная изобара $p = 0,09$.



В дальнейшем происходит отражение ударной волны от верхней стенки канала. При $t = 1,2178$ на рис. 3, *e* наблюдаются слабые ударная волна и волна разрежения, отраженные от верхней стенки. Максимальное давление в волне сжатия составляет 0,16, а у стенки давление немного меньше 0,08. Ударная волна, распространявшаяся вниз по течению, исчезла. Осталась слабая, медленно сносимая течением ударная волна, распространяющаяся вверх по потоку.

Из рис. 3, *a – d* видно, что максимальное значение давления в области возмущенного течения довольно быстро падает и наблюдается тенденция к его выравниванию (согласно рис. 3, *c*, у стенки оно уже близко к невозмущенному).

Рис. 4. Динамика распределения плотности в канале при $t = 0,1131$ (*a*), 1,2178 (*b*).

Другой характер имеет распределение массы газа в канале. Первоначально равномерное, оно становится сильно неравномерным. На рис. 4 показано распределение плотности газа в моменты времени $t = 0,1131$ и $1,2178$. Плотность отнесена к невозмущенному значению. На рис. 4, *a* нанесены уровни плотности 0,3; 0,4 и далее через интервал 0,2 до 2,4; на рис. 4, *b* — соответственно от 0,3 до 1,2 через интервал 0,1.

Как видно из рис. 4, *a*, у стенки имеются зоны пониженной плотности ($\rho < 0,3$), соответствующие аналогичным областям давления (см. рис. 3, *b*). Затем эти зоны сливаются, происходит отток массы газа от стенки. Однако, как уже говорилось, давление у стенки к данному моменту становится близким к невозмущенному и остается таковым в последующем. Наблюдается некоторая аналогия с сильным взрывом [14].

Из данных рис. 3, *e*, 4, *b* видно, что отраженная ударная волна распространяется вверх и вниз по потоку, а также вниз поперек канала. За ней бежит волна разрежения (плотность газа в последней падает до значений, меньших 0,9). Ударная волна, распространяясь вниз, достигает области пониженной плотности (у нижней стенки $\rho < 0,3$). В этой области давление практически невозмущенное. Из рис. 4, *b* также видно, что еще не угасла первоначальная ударная волна, распространяющаяся вверх по течению.

Следует обратить внимание на относительно слабый снос области возмущения вдоль канала.

Для более полной характеристики течения на рис. 5 приведены поля скоростей для моментов времени $t = 0,1131$, $0,3633$ и $1,2178$ (стрелка указывает направление скорости и ее величину в некотором масштабе; в подобласти мелкой сетки скорости приводятся не во всех узлах). Рис. 5, *a* соответствует распределениям давления и плотности на рис. 3, *b* и 4, *a* и подтверждает отток газа в поперечном направлении из области начального возмущения. Из рис. 5, *b* видно, что движение газа происходит волнообразно. Это указывает на существование значительной завихренности потока. При распространении криволинейной ударной волны возникают градиенты энтропии, что и приводит к появлению завихренности. На рис. 5, *c* (он соответствует распределениям давления и плотности на рис. 3, *e*, 4, *b*) также наблюдается волнообразное движение.

Аналогичную структуру имеет течение в канале и при других значениях параметров, характеризующих энерговыделение. В качестве примера на рис. 6 приведены изобары для начального давления в зоне энерговыделения, равного 5 и 20, и соот-

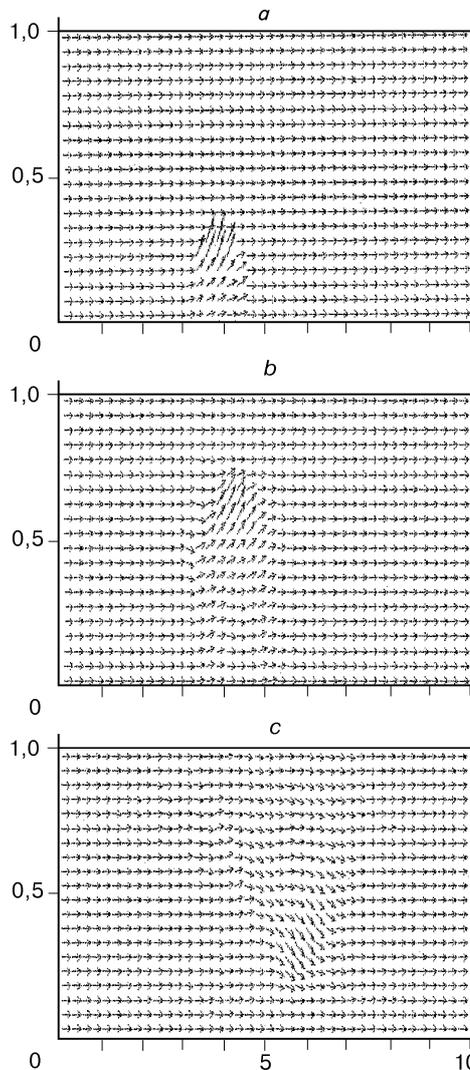


Рис. 5. Поля скоростей газа для $t = 0,1131$ (*a*), $0,3633$ (*b*), $1,2178$ (*c*).

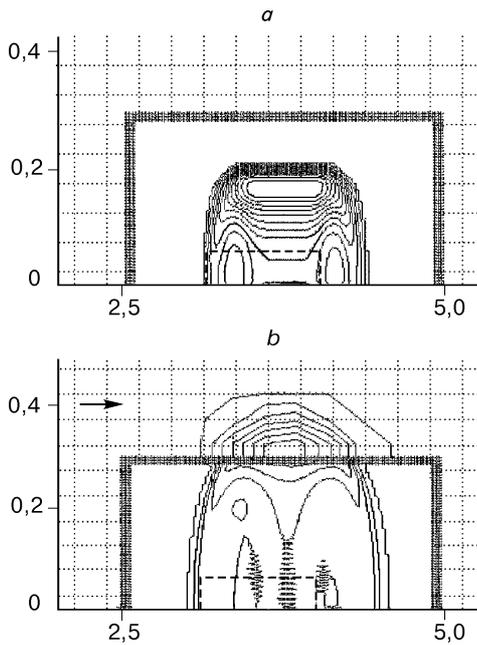


Рис. 6. Изобары для различного начального давления в зоне энерговыделения.
a: $p = 5$, $t = 0,0929$; *b*: $p = 20$, $t = 0,1171$.

ответственно моментов времени $t = 0,0929$ и $0,1171$ (изобара, разделяющая области возмущенного и невозмущенного течений, отвечает давлениям 0,2 и 0,05 соответственно). Более высокое энерговыделение ведет к увеличению скорости распространения ударной волны. Некоторая “рябь” на рис. 6, *b* связана с незначительными осцилляциями в области волны разрежения.

Таким образом, локальное энерговыделение у стенки канала при рассмотренных значениях параметров сверхзвукового течения создает благоприятные условия для горения и протекания других химических реакций: значительно увеличивается

завихренность потока, начальное возмущение достаточно быстро переносится поперек канала. Используемый численный метод позволяет успешно решать задачи с разномасштабными элементами.

В заключение автор выражает благодарность А.Ф. Латыпову за инициирование данного исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. и др. Глобальная перестройка газодинамических течений с помощью тонких лазерных лучей // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1991. — Т. 55, № 6. — С. 1184 – 1187.
2. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // Докл. РАН. — 1996. — Т. 351, № 3. — С. 339 – 340.
3. Баев В.К., Головичев В.И., Третьяков П.К. и др. Горение в сверхзвуковом потоке. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984. — 304 с.
4. MacCormack R.W. Numerical solution of the interaction of a shock wave with a laminar boundary layer // Lecture Notes in Physics. — 1971. — Vol. 8. — P. 151 – 163.
5. Hung C.M., MacCormack R.W. Numerical solutions of supersonic and hypersonic laminar compression corner flows // AIAA J. — 1976. — Vol. 14, No. 4. — P. 475 – 481.
6. Kao K.H., Liou M.S., Chow C.Y. Grid adaptation using Chimera composite overlapping meshes // AIAA J. — 1994. — Vol. 32, No. 5. — P. 942 – 949.
7. Wang Z.J. A fully conservative interface algorithm for overlapped grids // J. Comput. Phys. — 1995. — Vol. 122, No. 1. — P. 96 – 106.
8. Berger M.J., Colella P. Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics // J. Comput. Phys. — 1989. — Vol. 82, No. 1. — P. 64 – 84.
9. Quirk J.J. A Cartesian grid approach with hierarchical refinement for compressible flows // Proc. 2th Europ. Comput. Fluid Dynamics Conf., Stuttgart, Germany, 1994. — P. 200 – 209.
10. Ton V.T. Improved shock-capturing methods for multicomponent and reacting flows // J. Comput. Phys. — 1996. — Vol. 128, No. 1. — P. 237 – 253.
11. Fursenko A., Sharov D. Efficient algorithms for non-stationary Euler equations // Proc. 2th Europ. Comput. Fluid Dynamics Conf., Stuttgart, Germany, 1994. — P. 24 – 32.
12. Schmidt W., Jameson A. Euler solvers as an analysis tool for aircraft aerodynamics // Recent Advances in Numerical Methods in Fluids. — 1985. — Vol. 4. — P. 371 – 404.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. — М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1953. — 788 с.

14. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1957. — 376 с.

*Статья поступила в редакцию 25 ноября 1997 г.,
в доработанном виде — 10 сентября 1998 г.*