

УДК 534.222.2

## ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВРАЩЕНИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА ВНУТРИ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА И ДЕФОРМИРОВАНИИ СТЕНОК КАНАЛА

В. А. Левин, И. С. Мануйлович, В. В. Марков\*

Институт механики Московского государственного университета  
им. М. В. Ломоносова, 119192 Москва

\* Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, 119991 Москва  
E-mails: levin@imec.msu.ru, markov@mi.ras.ru

С целью оценки возможности инициирования детонации в замкнутой области за счет движения ее границ в рамках одностадийной кинетики численно исследованы задачи о течении пропановоздушной смеси внутри и вне вращающегося эллиптического цилиндра, заключенного в круговой цилиндр; при вращении кругового цилиндра с параболическими лопастями, равномерно распределенными вдоль его границы, или при вращении звездообразной фигуры с параболическими лучами, выходящими из центра вращения; в плоской камере с деформируемыми стенками. Определены критические значения параметров, при которых возникает детонация. Рассмотрен способ приближенного описания процессов, происходящих в трехмерных каналах винтовой формы. Численное исследование этих процессов проводится с помощью оригинального вычислительного комплекса, основанного на схеме Годунова.

Ключевые слова: инициирование, детонация, вращение, численный метод, одностадийная кинетика, пропановоздушная смесь.

**Введение.** Среди проблем, исследуемых при изучении волновых процессов в реагирующих газовых смесях, особое место занимает формирование самоподдерживающегося режима распространения детонации. Постоянное внимание к этой проблеме вызвано, в частности, использованием детонации в различных сферах человеческой деятельности. В последнее десятилетие интерес к явлению детонации возрос, что обусловлено попытками использования ее в двигательных устройствах. Оценки показывают, что термический КПД двигателей, в которых реализуется детонационный режим сжигания топлива, значительно выше КПД устройств с обычным режимом горения. При этом главной задачей является инициирование детонации. При решении данной задачи традиционно используются два подхода. Первый из них заключается в поджигании смеси слабым источником энергии с последующим трансформированием горения в детонацию с помощью специальных устройств, интенсифицирующих горение. Таким способом реализуется переход из режима нормального горения в детонационный режим. Второй подход, называемый прямым инициированием детонации, состоит в инициировании детонации за счет ударной волны,

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 08-08-00297, 08-01-00032), Федерального агентства по науке и инновациям (грант № НШ 319.2008.1), а также в рамках Программ фундаментальных исследований Президиума РАН и Отделения энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН.

распространяющейся от какого-либо внешнего источника энергии, например, при взрыве взрывчатого вещества, электрическом или лазерном пробое. Роль инициатора детонации может играть ударная волна, распространяющаяся перед телом, летящим со сверхзвуковой скоростью в горючей смеси, или перед неподвижным телом, обтекаемым сверхзвуковым потоком. В конце 90-х гг. XX в. в одномерном приближении был исследован новый способ иницирования с использованием эффекта кумуляции изначально слабой ударной волны вблизи оси или центра симметрии [1, 2]. Развитием этого подхода применительно к двумерным плоским и осесимметричным течениям является оригинальный метод профилированных труб [3, 4], в соответствии с которым достаточно слабая ударная волна продвигается в канале, в результате чего за счет взаимодействия со стенками и кумуляции вблизи оси создаются благоприятные условия для воспламенения и трансформации скачка уплотнения в волну детонации. Согласно гиперзвуковой аналогии [5, 6] течение в трубе подобно осесимметричному одномерному нестационарному течению, возникающему под действием поршня, радиус которого изменяется со временем в соответствии с формой профиля трубы. Результаты исследования способа иницирования детонации поршнем позволили сделать вывод о его эффективности с точки зрения минимизации как энергозатрат, так и времени возникновения детонации [7].

В данной работе представлены результаты исследования фундаментальных проблем детонации, возникающих при создании перспективных двигателей, принцип работы которых основан на детонационном горении. Эти результаты могут быть использованы при разработке и обосновании новых способов иницирования детонации.

**Математическая модель.** Исследование проводится в рамках модели идеального совершенного газа. Предполагается, что газ является смесью химически активных компонентов и в нем могут протекать экзо- и эндотермические химические реакции. Движение смеси рассматривается в двумерном приближении.

Система уравнений, описывающая плоские нестационарные течения реагирующей газовой смеси, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0, & \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v)}{\partial y} &= \omega_i, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} &= 0, & \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(H - p)}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} &= 0, \end{aligned}$$

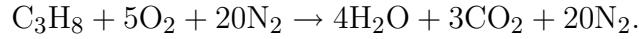
где  $x, y$  — декартовы координаты;  $u, v$  — соответствующие компоненты скорости среды;  $t$  — время;  $\rho, p, H$  — плотность, давление и полная энтальпия смеси соответственно;  $\rho_i, \omega_i$  — плотность  $i$ -го компонента смеси и скорость ее изменения в результате химических реакций.

В качестве уравнений состояния смеси, рассматриваемой как совершенный многокомпонентный газ, используются следующие соотношения:

$$p = \sum_{i=1}^N \frac{\rho_i}{\mu_i} R_0 T, \quad H = \sum_{i=1}^N \rho_i h_i + \rho \frac{u^2 + v^2}{2}.$$

Здесь  $T$  — температура;  $R_0$  — универсальная газовая постоянная;  $\mu_i$  — молекулярная масса  $i$ -го компонента;  $N$  — число компонентов смеси. Зависимости парциальных энтальпий  $h_i$  от температуры получены путем аппроксимации данных, содержащихся в базе данных NASA.

Рассматривается стехиометрическая смесь пропана с воздухом. Процесс химических превращений описывается одностадийной кинетикой в соответствии со стехиометрическим уравнением для пяти компонентов [8]:



Здесь воздух считается смесью кислорода с азотом в молярном соотношении 1 : 4. Тогда скорость изменения плотности компонентов смеси определяется из соотношений

$$\frac{\omega_{\text{C}_3\text{H}_8}}{\mu_{\text{C}_3\text{H}_8}} = \frac{\omega_{\text{O}_2}}{5\mu_{\text{O}_2}} = -\frac{\omega_{\text{H}_2\text{O}}}{4\mu_{\text{H}_2\text{O}}} = -\frac{\omega_{\text{CO}_2}}{3\mu_{\text{CO}_2}} = AT^\delta e^{-E/(R_0T)} \left(\frac{\rho_{\text{C}_3\text{H}_8}}{\mu_{\text{C}_3\text{H}_8}}\right)^\alpha \left(\frac{\rho_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}}\right)^\beta, \quad \omega_{\text{N}_2} = 0.$$

Исследование проводится с использованием модифицированного метода Годунова первого порядка по пространству и времени [9], который является эффективным при расчетах разнообразных задач об ударных и детонационных волнах [10–17].

**Течение во вращающемся эллиптическом цилиндре.** Рассмотрим эллиптический цилиндр с полуосями основания длиной  $a$  и  $b$  (рис. 1). Цилиндр заполнен пропановоздушной смесью с давлением  $p_0$ , плотностью  $\rho_0$  и температурой  $T_0$ . Пусть в начальный момент времени  $t = 0$  цилиндр мгновенно начинает вращаться с постоянной угловой скоростью  $\omega$  вокруг оси, проходящей через центр основания параллельно образующей. В результате вращения в горючей смеси формируется двумерное течение в плоскости основания. Далее вместо термина “эллиптический цилиндр” используется термин “эллипс”. При этом вблизи участков стенки цилиндра, движущихся в направлении смеси, возникают ударные волны, а вблизи участков, движущихся в противоположном направлении, — волны разрежения. Очевидно, что достаточно мощные ударные волны могут вызвать детонацию. Интенсивность ударных волн и волн разрежения, возникающих при вращении эллипса, зависит от положений точки на его границе. На концах малой и большой осей эллипса интенсивность волн равна нулю в силу равенства нулю нормальной составляющей скорости границы в этих точках, разделяющих границу эллипса на части, на каждой из которых формируется либо ударная волна, либо волна разрежения. Существует также две точки на границе эллипса, симметричные относительно его центра, в которых достигается максимум нормальной компоненты скорости границы. В этих точках интенсивность возникающих в начальный момент ударных волн максимальна. В общем случае для цилиндра с основанием любой формы положение точек максимума можно определить из условия  $d^2r^2/ds^2 = 0$ , где  $r$  — расстояние от точки на границе цилиндра до точки пересечения оси цилиндра с основанием;  $s$  — длина дуги. В полярных координатах  $(r, \varphi)$  положения точек максимума могут быть определены из эквивалентного условия  $r^3 d^2r/d\varphi^2 + (dr/d\varphi)^4 = 0$ . В случае эллипса максимум нормальной составляющей скорости границы равен  $\omega(a - b)$  и достигается на концах радиус-векторов, расположенных под углом  $\Psi = \arctg [(b/a)^{3/2}]$  к

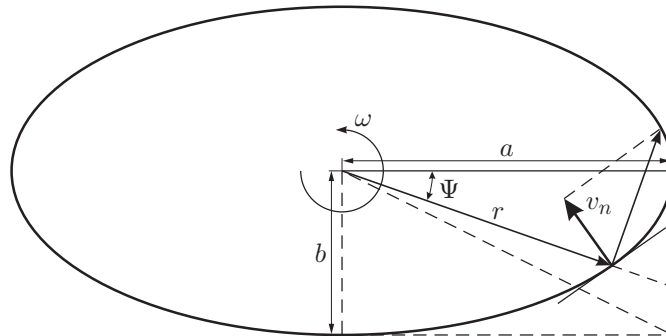


Рис. 1. Схема задачи

большой полуоси, который отсчитывается в направлении, противоположном направлению вращения. Отмеченные точки соответствуют наилучшим условиям быстрого инициирования детонации при больших скоростях вращения. Однако при относительно малых значениях  $\omega$  детонация может возникнуть не сразу, а через определенный промежуток времени в результате сложного взаимодействия ударных волн со стенкой эллипса и между собой.

Результаты проведенных исследований согласуются с представленными выше сценариями развития процесса. Ниже приводятся результаты расчетов течения при значениях определяющих параметров  $a = 0,2$  м,  $b = 0,1$  м,  $p_0 = 1$  атм,  $T_0 = 20$  °С и различных значениях угловой скорости  $\omega$ . При угловых скоростях, больших критической скорости  $\omega_{**} = 13000$  рад/с, детонация возникает вблизи сразу двух участков границы эллипса, симметричных относительно его центра. При  $\omega \rightarrow \infty$  эти участки увеличиваются до размеров, близких к  $2/4$  эллипса, при  $\omega = \omega_{**}$  они вырождаются в точки. Положение этих точек, полученное в расчетах, соответствует аналитическим выводам о положении точек, в которых достигается максимум нормальной компоненты скорости. При угловых скоростях, меньших критической скорости  $\omega_* = 6000$  рад/с, детонация внутри вращающегося цилиндра не возникает. В интервале скоростей между  $\omega_*$  и  $\omega_{**}$  детонация возникает не сразу, а через определенный промежуток времени в результате сложного взаимодействия ударных волн. При этом в некоторых областях ударные волны, образующиеся в начальный момент, с течением времени становятся более интенсивными. После того как интенсивность этих волн достигает пороговой величины, они трансформируются в волны детонации. В данном случае наиболее благоприятные условия для появления детонации имеют место вблизи концов большой оси эллипса, поскольку в этих точках максимальны кривизна и линейная скорость. Заметим, что даже при минимальной угловой скорости вращения  $\omega_*$ , приводящей к возникновению детонации, инициирование происходит достаточно быстро — в течение времени, за которое цилиндр совершает  $1/4$  оборота.

Необходимо отметить, что рассмотренная плоская задача имеет следующую трехмерную аналогию, важную с практической точки зрения. Рассмотрим канал специальной винтовой формы, который получается при равномерном вращении эллипса с одновременным перемещением его вдоль оси канала с постоянной скоростью. Если в такой канал вдоль оси с заданной сверхзвуковой скоростью будет втекать горючая смесь, то в результате взаимодействия потока со стенкой сформируется сложная трехмерная картина течения и могут создаться условия для возникновения детонации. Если шаг винта значительно больше размеров эллипса, то на основании гипотезы плоских сечений [5, 6] результаты рассмотренной выше задачи в плоской постановке можно использовать для приближенного описания трехмерных процессов при сверхзвуковых скоростях втекающей смеси. Расчетные данные, полученные при определенном значении  $\omega$ , можно использовать при исследовании течений в каналах с различными шагами винта  $H = 2\pi U/\omega$ .

**Иницирование детонации вне эллиптического цилиндра.** Пусть покоящаяся пропановоздушная смесь с такими же, как в исследованной выше задаче, температурой и давлением, находится вне эллиптического цилиндра. Согласно гипотезе плоских сечений течение вне вращающегося эллиптического цилиндра можно интерпретировать как обтекание винтового тела сверхзвуковым потоком. Рассмотрим течения при различных значениях угловой скорости вращения эллипса  $\omega$ . Как и следовало ожидать, при угловой скорости, превышающей найденную ранее критическую скорость  $\omega_{**}$ , происходит мгновенное инициирование детонации. При меньших скоростях детонация отсутствует. Из полученных выше результатов для случая течения внутри эллипса следует, что при  $\omega < \omega_{**}$  инициирование детонации происходит через определенный промежуток времени после начала вращения в результате взаимодействия ударных волн со стенками эллипса и друг с другом. При этом главную роль играет вогнутость стенки цилиндра. Это

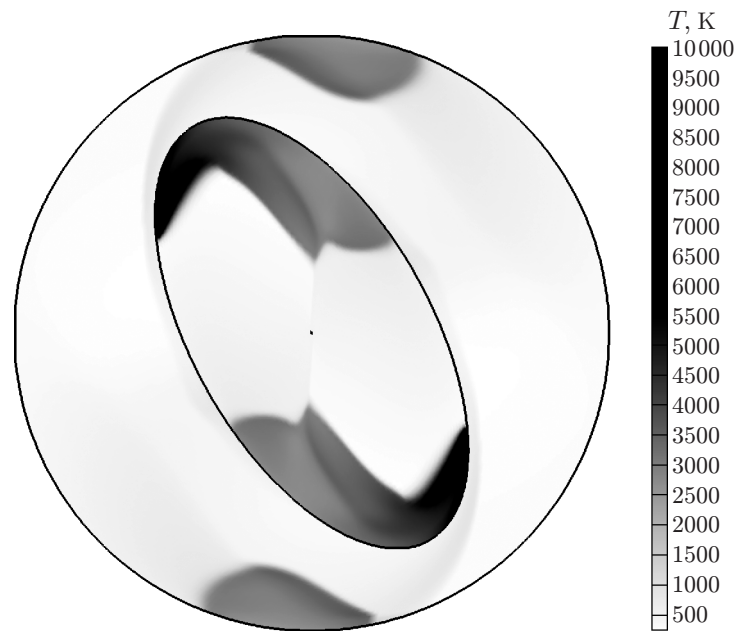


Рис. 2. Поле температуры при детонации смеси внутри и вне вращающегося эллиптического цилиндра, заключенного в круговой цилиндр

позволяет предположить, что для инициирования детонации в случае внешнего течения следует предотвратить распространение расходящихся ударных волн, ограничив область течения. В качестве ограничения рассмотрим круговой цилиндр, ось которого совпадает с осью эллиптического цилиндра. Расчеты, проведенные при фиксированных  $\omega < \omega_{**}$  и различных значениях радиуса  $r$  кругового цилиндра, показали, что в горючей смеси детонация возникает при значениях радиуса кругового цилиндра  $r$ , меньших критического значения  $r_*$ . С уменьшением разности между  $r$  и длиной большой полуоси эллипса  $a$ , т. е. с уменьшением зазора между цилиндрами, уменьшается критическая угловая скорость  $\omega_*$ , необходимая для возникновения детонации. При малом размере зазора появлению детонации способствует эффект запираания потока горючей смеси в зазоре относительно системы отсчета, связанной с эллиптическим цилиндром. На рис. 2 показаны поля температуры вне и внутри (для сравнения) эллиптического цилиндра при  $\omega = 12\,000$  рад/с,  $a = 0,2$  м,  $b = 0,1$  м,  $r = 0,25$  м. Течения внутри и вне цилиндра являются независимыми, при этом их совместный расчет позволяет проводить сравнение угловых скоростей, необходимых для возникновения детонации, и картин течения в целом.

**Возникновение детонации при вращении негладких цилиндров.** Исследование цилиндрических поверхностей с изломами или различного рода выступами обусловлено возможностью быстрого инициирования детонации за счет эффектов кумуляции в точках излома поверхности. Ниже приведены результаты решения двух задач, на примере которых показаны особенности течения и механизмы возникновения детонации.

Пусть в круговом цилиндре вдоль его внутренней границы равномерно распределены препятствия в виде отрезков парабол. Парабола строится в декартовой системе координат, начало которой находится в точке на окружности, ось  $x$  направлена по внешней нормали, ось  $y$  — по касательной к окружности в направлении вращения. При этом отрезок параболы выходит из начала координат и заканчивается в точке  $(x_0 = -0,04$  м,  $y_0 = 0,02$  м). Рассмотрим течения при различных скоростях вращения. Далее приведены результаты, полученные для цилиндра радиусом  $r = 0,2$  м при указанных выше начальных давлении и температуре. На рис. 3 представлено поле температуры при скорости вращения

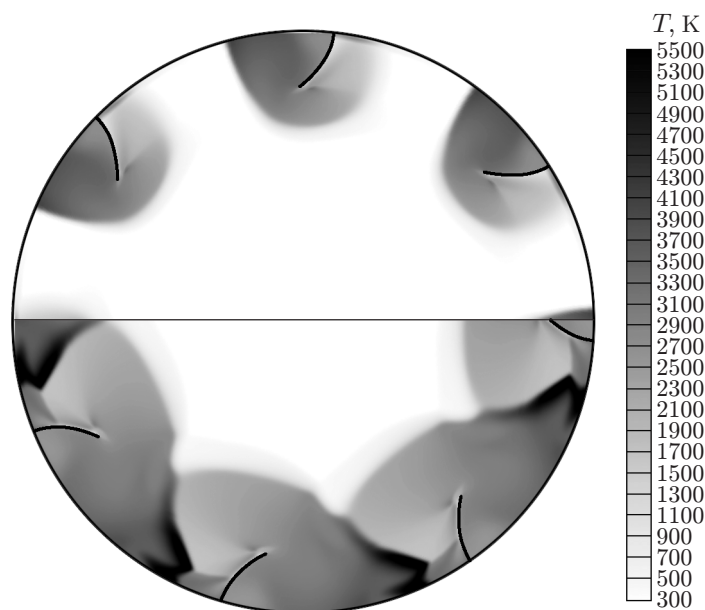


Рис. 3. Поле температуры во вращающемся круговом цилиндре с уступами параболической формы, равномерно распределенными по его внутренней границе: *вверху* —  $t = 81$  мкс; *внизу* —  $t = 119$  мкс

$\omega = 7000$  рад/с. Верхняя половина круга соответствует моменту времени  $t = 81$  мкс, нижняя —  $t = 119$  мкс. В данном случае детонация возникает непосредственно перед препятствием в окрестности точки его пересечения с цилиндром. При меньших скоростях вращения быстрого инициирования не наблюдалось. Таким образом,  $\omega = 7000$  рад/с является критической скоростью  $\omega_{**}$ , которая уменьшается с увеличением  $r$  согласно равенству  $v_{**} = \omega_{**}r = 1400$  м/с. Величина  $v_{**}$  представляет собой линейную скорость вращения границы цилиндра. Следует отметить, что при вращении цилиндра в точке пересечения окружности с отрезком параболы возникает ударная волна, движущаяся со скоростью 1640 м/с. В рассматриваемых условиях скорость идеальной волны Чепмена — Жуге составляет 1880 м/с. Это свидетельствует о том, что в данном случае механизм инициирования детонации подобен механизму “мягкого” инициирования детонации поршнем, обуславливающему детонацию Чепмена — Жуге. Со временем волна детонации распространяется вдоль поверхности цилиндра, усиливаясь за счет центробежных сил. Постепенно формируется течение со сходящейся к центру детонационной волной в виде криволинейного семиугольника (по числу препятствий), за которой наблюдается неоднородное течение.

Иная картина течения наблюдается в случае вращения звездообразной фигуры с лучами в виде отрезков парабол, выходящих из центра. Эта фигура состоит из семи отрезков парабол, получаемых преобразованием вращения на угол  $2\pi/7$  отрезка параболы, задаваемой в декартовой системе координат с началом в центре вращения формулой  $y = 0,2(x/0,16)(1,1 - x/0,16)$ . Данный отрезок параболы выделяется точками  $(0, 0)$  и  $(0,16$  м,  $0,02$  м). На рис. 4 представлено поле температуры при скорости  $\omega = 7000$  рад/с. Верхний полукруг соответствует моменту времени  $t = 245$  мкс, нижний —  $t = 350$  мкс. В данном случае детонация возникает не сразу, а через достаточно продолжительный промежуток времени, за который цилиндр совершает  $1/4$  оборота. При вращении генерируются расходящиеся от центра ударные волны, взаимодействующие с параболическими лучами и друг с другом. Первоначально детонация возникает вблизи концов лучей, где линейная скорость максимальна. В дальнейшем детонационная волна расходится от места возник-

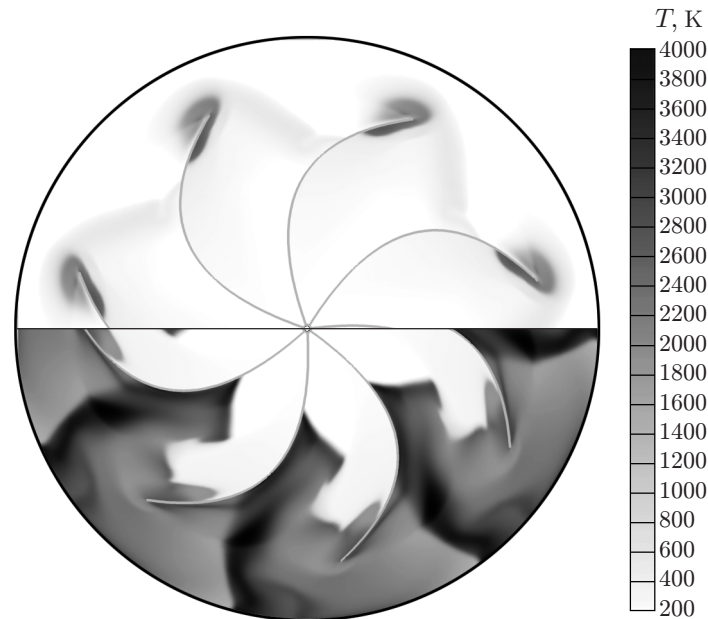


Рис. 4. Поле температуры в круговом цилиндре, внутри которого вращается звездообразная фигура:

*вверху* —  $t = 245$  мкс; *внизу* —  $t = 350$  мкс

новения. В виде тонкого слоя она распространяется вдоль луча по направлению к центру и с интенсивно расходящимся фронтом движется к границе цилиндра. Сформировавшаяся после взаимодействия детонационной волны с цилиндром мощная ударная волна трансформируется в сходящуюся волну детонации с ломаным фронтом, тем самым инициируя реакции в несгоревшей смеси в пространстве между лучами (нижний полукруг на рис. 4).

**Течения в плоской камере с деформируемыми стенками.** Ниже представлены результаты исследования возникновения детонации в областях простой конфигурации, ограниченных деформируемыми стенками. Предполагается, что за счет деформации может изменяться объем. Рассмотренные плоские задачи можно использовать для приближенного описания трехмерных высокоскоростных течений в каналах с изменяющимся по длине поперечным сечением.

Ниже приводятся поля температуры, в случае когда верхняя стенка канала деформируется по синусоиде с заданными частотой и амплитудой, сохраняя параболическую форму, а три другие стенки прямолинейны и неподвижны. Исследуется влияние частоты колебаний на процесс инициирования детонации. Высота боковых стенок составляет 0,05 м, ширина — 0,1 м, максимальная амплитуда в середине деформируемой стенки — 0,02 м. Рис. 5 соответствует случаю, когда период колебаний равен 90 мкс.левой половине круга соответствует момент  $t = 27$  мкс, правой —  $t = 104$  мкс. В данном случае ударная волна, формирующаяся вследствие движения стенки, создает очаг горения вблизи вершины параболической стенки, но детонация не возникает. Инициирование детонации происходит в начале второго периода колебаний. Согласно расчетам критический период колебаний, при котором происходит быстрое инициирование детонации, равен  $T_{**} = 85$  мкс. При  $T > T_* = 300$  мкс детонация отсутствует. Если  $T$  находится в интервале  $(T_*, T_{**})$ , то детонация возникает на любой из стенок.

Исследована задача о появлении детонации в квадратной области с изменяющейся по синусоидальному закону длиной стороны. Получены критические значения периодов колебаний. На рис. 6 представлено поле температуры для двух моментов времени  $t = 33, 47$  мкс при  $T = 100$  мкс, когда амплитуда колебаний длины стороны квадрата составляет

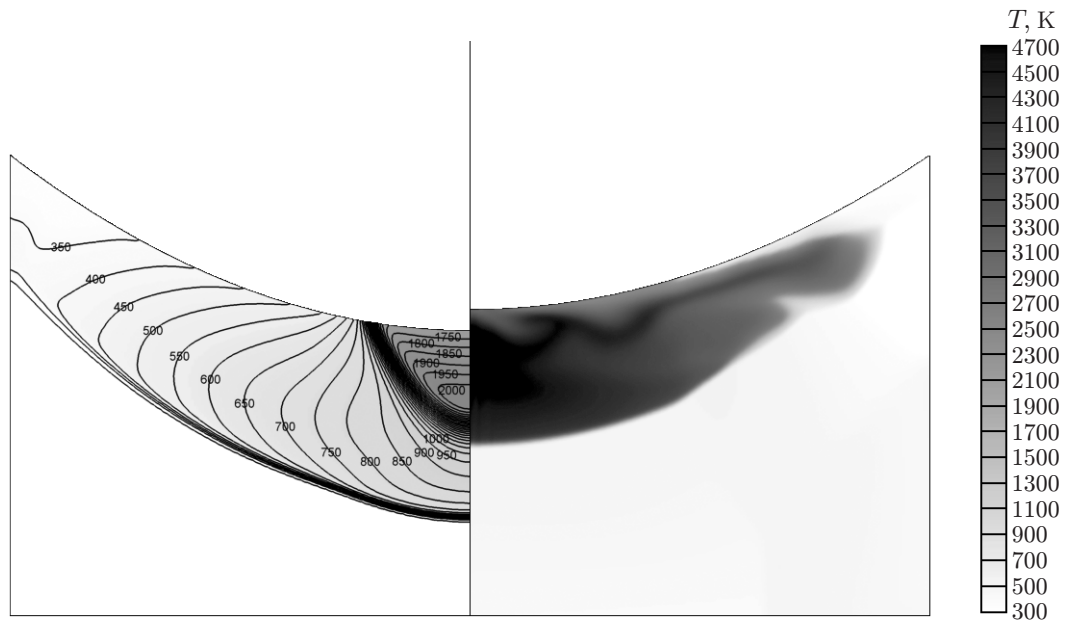


Рис. 5. Поле температуры и изотермы в области с параболической стенкой, испытывающей гармонические колебания:  
слева —  $t = 27$  мкс; справа —  $t = 104$  мкс

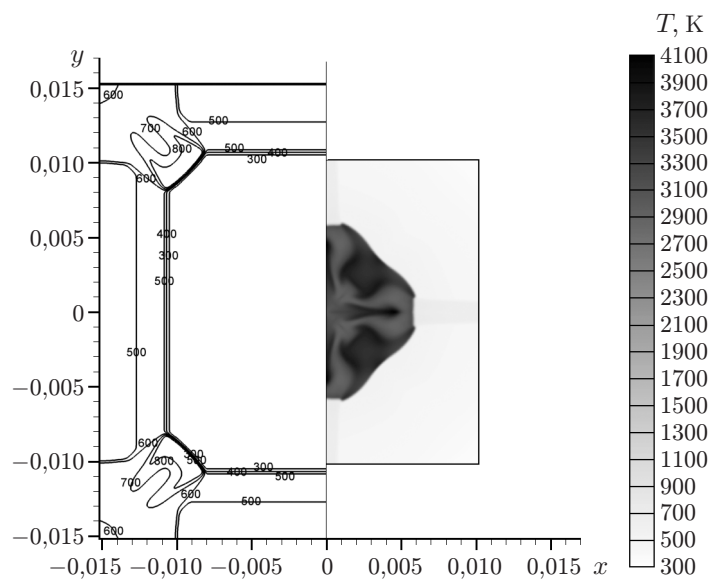


Рис. 6. Поле температуры и изотермы в квадратной области с изменяющейся по синусоидальному закону длиной стороны:  
слева —  $t = 33$  мкс; справа —  $t = 47$  мкс



0,02 м (средняя длина стороны квадрата равна 0,04 м). В данном случае критические значения периода колебаний оказались равными:  $T_{**} = T_* = 85$  мкс.

Аналогичное исследование инициирования детонации в круге, радиус которого изменяется по синусоидальному закону с амплитудой колебаний 0,01 м (средний радиус круга равен 0,02 м), показало, что критические значения  $T_{**}$  и  $T_*$  меньше значений, полученных для квадрата. Например, при  $T = 100$  мкс детонация в круге не возникает.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф., Журавская Т. А. Определение критических условий инициирования детонации в ограниченном объеме сходящейся к центру ударной волной // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 6. С. 96–102.
2. Журавская Т. А., Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Влияние разрушающейся оболочки на формирование детонации в ограниченном объеме сходящейся ударной волной // Хим. физика. 2003. Т. 22, № 8. С. 34–37.
3. Семенов И. В., Уткин П. С., Марков В. В. Численное моделирование двумерных детонационных течений на многопроцессорной вычислительной технике // Вычисл. методы и программирование. 2008. Т. 9, № 1. С. 123–132.
4. Семенов И. В., Уткин П. С., Марков В. В. Численное моделирование инициирования детонации в профилированных трубах // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 45, № 6. С. 73–81.
5. Ильюшин А. А. Закон плоских сечений в аэродинамике больших сверхзвуковых скоростей // Прикл. математика и механика. 1956. Т. 20, вып. 6. С. 733–755.
6. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959.
7. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Инициирование детонации поршнем в смеси водорода с воздухом // Докл. АН СССР. 1981. Т. 258, № 2. С. 288–291.
8. Westbrook C. K., Dryer F. L. Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion // Progr. Energy Combust. Sci. 1984. V. 10. P. 1–57.
9. Годунов С. К. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Г. П. Прокопов. М.: Наука, 1976.
10. Марков В. В. Численное моделирование образования многофронтной структуры детонационной волны // Докл. АН СССР. 1981. Т. 258, № 2. С. 314–317.
11. Седов Л. И., Коробейников В. П., Марков В. В. Теория распространения взрывных волн // Тр. Мат. ин-та АН. 1988. Т. 175. С. 178–216.
12. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Прямое инициирование детонации в смеси водорода с кислородом, разбавленной азотом // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1992. № 6. С. 151–156.
13. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Инициирование детонации в водородовоздушной смеси взрывом сферического заряда ТНТ // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 2. С. 91–95.
14. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Восстановление детонации с помощью разрушающейся оболочки // Докл. АН. 1997. Т. 352, № 1. С. 333–335.
15. Журавская Т. А., Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Расчет инициирования газовой детонации электрическим разрядом // Хим. физика. 2004. Т. 23, № 9. С. 52–55.
16. Левин В. А., Марков В. В., Журавская Т. А., Осинкин С. Ф. Нелинейные волновые процессы при инициировании и распространении газовой детонации // Тр. Мат. ин-та АН. 2005. Т. 251. С. 200–214.
17. Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В. Новые эффекты слоистой газовой детонации // Докл. АН. 2010. Т. 430, № 2. С. 35–43.