

Н. Н. Смирнов, И. И. Панфилов

РЕЖИМЫ РАЗВИТИЯ ГОРЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ В ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

Предложен метод, позволяющий в рамках единой модели проводить численное исследование горения и детонации в гомогенных газовых смесях, включая переходные процессы, и определять условия возникновения перехода горения в детонацию. Приведенные результаты математического моделирования позволяют дать классификацию режимам течения, возникающим в горючей смеси при инициировании зажигания принудительным воспламенением части смеси. Расчеты показывают, что качественный характер протекания процесса существенно зависит от значений определяющих параметров задачи: кинетики реакции, энерговыделения, турбулизации потока при движении и т. п.

Изучение различных аспектов процесса горения и возникновения детонационных волн в горючих газах — проблема большой практической важности, ибо от ее эффективного решения зависят принципы организации рабочего цикла в энергетических установках, а также пути развития техники взрывобезопасности [4—3].

Особую значимость имеют задачи, связанные с необходимостью изучения закономерностей переходных процессов из горения в детонацию, так как истинные причины различного рода взрывов в технологических установках, использующих горючие газы, во многих случаях до конца пока не изучены. Кроме того, точное знание механизма возникновения детонации из медленного горения позволило бы более эффективно использовать это явление во многих практически важных случаях (многоцелевых генераторах детонационных волн [2] и т. п.).

Определенные успехи, достигнутые в последние годы в численном моделировании такого рода процессов, вызвали большой интерес к этой области исследования [4—15]. Однако если для «жесткого» инициирования детонации (путем формирования поджигающей сильной ударной волны) в настоящее время существуют достаточно эффективные модели [11—14], то вопрос об условиях и механизме перехода низкоскоростных (дозвуковых) режимов горения в детонацию (так называемое «мягкое» возбуждение детонации) до сих пор остается одним из важнейших нерешенных вопросов теории и практики процессов горения. Обусловлено это в первую очередь различием в механизмах распространения волн горения (проводимо-передающий механизм) и детонации (ударно-волновой механизм), а также определенной жесткостью описывающих такие процессы дифференциальных уравнений [15]. В силу этого исследователи часто бывают вынуждены идти на упрощения как кинетических, так и газодинамических аспектов проблемы [15, 16]. Как правило, для описания таких процессов в работах используется модельная кинетика протекающих в газе химических реакций [6—12, 14], не всегда учитываются эффекты молекулярного переноса [6, 11—14].

В последние годы все большее развитие получает метод численного исследования течений горючих газовых смесей, учитывающий влияние турбулизации потока при движении на кинетический механизм реакции и ускорение при этом фронта пламени [17]. Однако из-за незавершенности самой теории турбулентности, большой сложности в описании взаимного влияния процессов турбулентного переноса и химического реагирования, а также нелинейности уравнений, описывающих турбулентное течение, существенно более сильной по сравнению с нелинейностью уравнений вязкого движения, и, как следствие, с еще большими сложностями при их численном интегрировании до сих пор не существует единого подхода при моделировании такого рода течений.

В настоящем исследовании моделируется течение первоначально покоящейся горючей смеси вязких теплопроводных газов в области, огра-

ниченной при $x=0$ и $x=L$ плоскими, жесткими, некаталитическими стенками. Предлагаемая модель базируется на решении нестационарной одномерной задачи течения химически реагирующей газовой смеси и описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \alpha)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \alpha u)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D^* \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right) - \dot{w}_\alpha, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho Y_1)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho Y_1 u)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D^* \frac{\partial Y_1}{\partial x} \right) - \dot{w}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2)}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u h)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu^* u \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda^* \frac{\partial T}{\partial x} + \rho T D^* \sum_{j=1}^2 c_{pj} \frac{\partial Y_j}{\partial x} \right] + \Delta H \dot{w}, \quad (5)$$

где ρ , u , T , p — плотность, скорость, температура и давление смеси газов; Y_i , c_{pi} — массовая концентрация и удельная теплоемкость при постоянном давлении горючего ($i=1$) и продуктов реакции ($i=2$);

$h = \sum_{i=1}^2 c_{pi} Y_i T + \frac{u^2}{2}$ — полная удельная энтальпия смеси; ΔH — удельная теплота сгорания на единицу массы горючего; μ^* , λ^* , D^* — коэффициенты переноса (вязкости, теплопроводности, диффузии компонентов), учитывающие перенос за счет межмолекулярных взаимодействий в смеси и за счет турбулизации потока при движении.

Для замыкания осредненных уравнений турбулентного движения многокомпонентной реагирующей газовой смеси выбрана алгебраическая модель турбулентности, не учитывающая взаимного влияния турбулентности и кинетики химических реакций [18]:

$$\mu^* = \mu + \mu_\tau, \quad \lambda^* = \lambda + \lambda_\tau, \quad D^* = D + D_\tau.$$

Такой квазиламинарный подход к описанию физико-химических превращений в газовых потоках в силу своей простоты в настоящее время очень распространен [10, 16, 19]. Он, естественно, оправдан, когда пульсации температуры и состава смеси достаточно малы. Использование этой модели объясняется тем, что цель настоящего исследования — изучение общих тенденций протекающих в движущейся горючей смеси процессов, адаптация метода численного расчета таких явлений, а не нахождение точных значений параметров.

Для определения вязкости смеси μ использовалась формула Уилки [20]. Коэффициенты теплопроводности λ и диффузии D определялись из условия постоянства чисел Прандтля Pr и Шмидта Sc [16]. Выражения для μ_τ , λ_τ , D_τ выбирались согласно полуэмпирической гипотезе Прандтля для задач свободной турбулентности [21]:

$$\mu_\tau \sim k_\tau \rho |u|, \quad \lambda_\tau \sim k_\tau \rho |u| c_p, \quad D_\tau \sim k_\tau |u|,$$

хотя разработанный метод допускает углубление в направлении учета влияния пульсаций температуры на скорости химических реакций [16–18], а также использование более совершенных двухпараметрических $k-\epsilon$ -моделей турбулентности [18].

Считая каждый компонент горючей смеси совершенным газом с молярной массой m_i , для замыкания (1)–(5) используем уравнение состояния

$$p = \rho R T \sum_{i=1}^2 \frac{Y_i}{m_i}, \quad (6)$$

а также выражение

$$\sum_{i=1}^2 Y_i = 1.$$

Моделирование кинетики процесса химического реагирования в точной постановке затруднено, поэтому для упрощения использовался двухстадийный механизм реакции, впервые предложенный в [14], и затем использованный многими авторами [15, 16]. При этом подходе сложная совокупность многообразных элементарных реакций моделируется последовательностью стадий, каждая из которых заменяет целую группу параллельных и последовательных реакций: участвующие в ней вещества не конкретизируются химически, а определяются только символически. Для каждой стадии подбирается простое кинетическое уравнение, приближенно выражающее ее кинетику. Первая стадия этого механизма определяет развитие реакции в течение периода задержки воспламенения и характеризуется скоростью \dot{w}_α изменения в этот период обобщенного компонента α от 1 до 0: $\dot{w}_\alpha = K_\alpha \rho \exp\left(-\frac{E_\alpha}{RT}\right)$.

Вторая стадия, описывающая процесс интенсивного тепловыделения, начинается с момента окончания первой ($\alpha = 0$) и характеризуется скоростью превращения компонентов Y_i ($i = 1, 2$)

$$\dot{w} = K\rho Y_1 p \chi(-\alpha) \exp(-E/RT),$$

где $\chi(z) = \begin{cases} 0, & z < 0 \\ 1, & z \geq 0 \end{cases}$ — функция Хевисайда; E — энергия активации смеси.

Использовались следующие условия на границах $x = 0$ и $x = L$

$$u = 0, \quad \frac{\partial Y_1}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial x} = 0. \quad (7)$$

Зажигание моделировали принудительным воспламенением смеси на начальном участке $0 < x < x_0$. При этом в начальных профилях температуры, давления, концентрации реагента и компонента α присутствует разрыв, профили плотности и скорости потока в начальный момент постоянны:

$$\begin{aligned} t = 0: \quad 0 \leq x \leq x_0, \quad u = 0, \quad \rho = \rho_0, \quad T = 10T_0, \quad Y_1 = 0, \quad \alpha = 0; \\ x_0 < x \leq L, \quad u = 0, \quad \rho = \rho_0, \quad T = T_0, \quad Y_1 = 1, \quad \alpha = 1. \end{aligned} \quad (8)$$

Численное интегрирование системы (1)–(6) более удобно проводить, перейдя к лагранжевым массовым переменным $q(x, t) = \int_0^x \rho(r, t) dr$ [22], причем в определяющих уравнениях исчезают конвективные члены, и система упрощается. Удобство интегрирования в переменных q, t существенно проявляется в областях больших градиентов плотности ρ , где во избежание осцилляций бывает необходимо измельчать шаг по пространству x , тем самым сильно деформируя разностную сетку. В то же время в лагранжевых массовых переменных ячейкам равномерной сетки q, t с более высокой плотностью уже соответствуют в переменных x, t ячейки меньших размеров по сравнению с областями низкой плотности смеси.

Для придания более универсального характера результатам численных исследований проведем обезразмеривание исходной системы. Выберем в качестве характерных параметров следующие величины:

$$\rho_1, T_1, m_1, c_{p1}, c_{v1}, M = \int_0^L \rho(r, t) dr = \text{const}, \quad \mu_1, a_1 = \sqrt{\frac{\gamma_1 RT_1}{m_1}},$$

где c_{p1}, c_{v1} — удельные теплоемкости исходной горючей смеси (соответ-

ственно при постоянных давлении и объеме); μ_1 — коэффициент динамической вязкости в этой смеси; $\gamma_1 = c_{p1}/c_{v1}$.

Отметим, что существует несколько временных шкал для процессов, происходящих в исследуемой области при движении по ней волн горения или детонации [7]: $t_a = L/a_1$ — акустическое время процесса; $t_e = L^2 \left(\frac{\lambda_1}{\rho_1 c_{p1}} \right)^{-1}$ — время проводимости (теплопроводности), λ_1 — удельная теплопроводность горючего; $t_i = (K_a \rho)^{-1} \exp\left(\frac{E}{RT}\right)$ — время индукции химической реакции, $t_e = (K \rho Y_1 p)^{-1} \exp\left(\frac{E}{RT}\right)$ — ее характерное время энерговыделения. Видно, что в отличие от t_a и t_e t_i и t_e существенно изменяются от точки к точке из-за экспоненциальной зависимости от температуры, поэтому при обезразмеривании в качестве характерного времени выдиралось t_a .

Перепишем теперь систему (1) — (6) в векторной форме с учетом обезразмеривания и перехода к новым переменным q, t :

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{G} \vec{U}}{\partial q} = \vec{J}(\vec{U}), \quad (9)$$

$$p = \rho T \left[Y + \frac{m_1}{m_2} (1 - Y) \right] / \gamma_1, \quad (10)$$

$$\vec{G}(\vec{U}) = \vec{F}(\vec{U}) + v \vec{U} \frac{\partial \vec{f}(\vec{U})}{\partial q}, \quad Y = Y_1,$$

$$\vec{U} = \begin{bmatrix} 1/\rho \\ \alpha \\ Y \\ u \\ h - (\gamma_1 - 1) \frac{p}{\rho} \end{bmatrix}, \quad \vec{F}(\vec{U}) = \begin{bmatrix} -u \\ 0 \\ 0 \\ p \\ (\gamma_1 - 1) pu \end{bmatrix}, \quad \vec{f}(\vec{U}) = \begin{bmatrix} 0 \\ \alpha \\ Y \\ u \\ T \end{bmatrix},$$

$$\vec{J}(\vec{U}) = \begin{bmatrix} 0 \\ -Da_i \dot{w}_\alpha \\ -Da_e \dot{w} \\ 0 \\ \frac{\Delta H}{c_{p1} T_1} \dot{w} \end{bmatrix},$$

$$v \vec{U} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{Re} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{Sc} \rho^2 D^* & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{Sc} \rho^2 D^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho \mu^* & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{Sc} \left(1 - \frac{c_{p2}}{c_{p1}} \right) \rho T D^* & (\gamma_1 - 1) \mu^* u & \frac{1}{Pr} \lambda^* \end{bmatrix}.$$

В отличие от (1) — (6), все входящие в (9) — (10) величины безразмерные. При этом в число параметров подобия задачи входят следующие безразмерные комплексы:

$$Re = \rho_1 a_1 L / \mu_1, \quad Pr = \mu_1 c_{p1} / \lambda_1, \quad Sc = \mu_1 / \rho_1 D_1, \quad \Theta_i = E_i / RT_1, \quad \Theta_a = E / RT_1, \quad (11)$$

$$k_1, \quad \Delta H / c_{p1} T_1, \quad c_{p2} / c_{p1}, \quad m_2 / m_1, \quad Da_i = t_a / t_{i1}, \quad Da_e = t_a / t_{e1}.$$

Численный алгоритм для интегрирования системы (1)–(5) с описанными начальными и граничными условиями построен на основе метода расщепления по времени (метода дробных шагов) [15, 23], позволяющего сочетать лучшие свойства существующих алгоритмов расчета отдельных физико-химических процессов, определяющих эволюцию сжимаемых реагирующих потоков. В частности, «газодинамический» дробный шаг ($\vec{J}(\vec{U})=0$) реализуется с помощью последних модификаций неявной схемы Маккормака [24], разработанной для решения нестационарных уравнений движения вязкого сжимаемого газа и адаптированной на случай многокомпонентной среды. Данная схема, безусловно, устойчива и имеет второй порядок точности по времени и пространственным координатам. Процедура расчета этим методом состоит из двух стадий.

На первой стадии используется хорошо зарекомендовавший себя в многочисленных расчетах явный метод Маккормака [25] типа предиктор-корректор, предложенный автором еще в 1969 г. Однако величина шага по времени в этом методе была ограничена обычным для явных методов условием устойчивости [15]. На второй стадии эти связанные с устойчивостью ограничения устраняются благодаря использованию неявных разностных уравнений. Полученные на этом этапе уравнения имеют блочные двухдиагональные (верхние и нижние) матрицы, и их решение значительно проще используемых в существующих неявных методах уравнений с блочными трехдиагональными матрицами. Существенное достоинство используемой схемы состоит еще и в том, что для расчета параметров в областях, где выполняется условие устойчивости Куранта — Фридрихса — Леви [24], применяются формулы явного метода.

Таким образом, интегрирование по формулам второй стадии осуществлялось, но существу, лишь в областях с резкими градиентами параметров потока, в которых ради увеличения точности авторы были вынуждены измельчать пространственную сетку. Все это дает возможность сильно экономить время интегрирования.

«Химический» дробный шаг сводится к численному интегрированию в каждой точке расчетной области обыкновенного дифференциального уравнения химической кинетики, которое осуществлялось методом Адамса второго порядка точности [15]. Для успешного интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений химической кинетики, особенно если эта система достаточно жесткая, предусмотрена возможность использования неявной процедуры численного интегрирования. Кроме того, автономность друг от друга этапов расчета позволяет без особых затруднений производить необходимые изменения в процессе уточнения используемой модели, в том числе увеличивать число реагентов и усложнять кинетический механизм реагирования.

Реализация граничных условий в расчетной схеме осуществлялась достраиванием двух фиктивных ячеек с «зеркальными» относительно соответствующих границ параметрами потока, при этом условия (7) выполнялись автоматически.

Отметим также, что предлагаемая численная схема приспособлена для расчетов в произвольных неравномерных, в том числе и подвижных сетках, в алгоритме предусмотрена возможность пространственного сгущения сетки в любой области течения. Разбиение сетки на зоны улучшенного разрешения [15] позволило при сохранении требуемого уровня точности существенно уменьшить стоимость вычислений.

Приведенный алгоритм подвергался многочисленной тестовой проверке и показал хорошие результаты устойчивости и сходимости схемы расчета.

Ниже представлены результаты серии численных экспериментов, которые проводились с учетом эффектов чисто молекулярного переноса (рис. 1–6), а также влияния турбулизации потока при движении (рис. 7).

Расчеты проводились для модельного состава горючей смеси со следующими значениями безразмерных переменных $\bar{x} = x/L$, $\bar{t} = t/t_a$, $\bar{p} = p/p_0$, $\bar{a} = a/a_0$, $\bar{T} = T/T_0$, $\bar{u} = u/a_0$, $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$ и параметров $Re = 10^6$, $Pr = Sc = 0,72$, $c_{p2}/c_{p1} = 1,2$, $m_2/m_1 = 0,8$, $Da_i = 10^3$, $Da_e = 10^{-7}$.

Расчеты показали, что в зависимости от значений определяющих параметров (11) системы (9), (10) возможно получение различных режимов течения в исследуемой области. Так, на рис. 1 для $\Delta H/c_{p1}T_0 = 10$ представлено обобщение серии численных экспериментов в виде разбиения плоскости (Θ_a, Θ_i) на области, в которых реализуются эти режимы. Например, для области 2 характерны классические режимы слабой волны дефлаграции [26], при которых лидирующая ударная волна (УВ) с течением времени выходит на стационарный режим, а ее интенсивность поддерживается на стабильном уровне за счет волн давления, идущих из зоны горения (рис. 2).

В области 1 (см. рис. 1) наблюдаются режимы, полностью идентичные соответствующему течению в инертном газе с теми же массовыми характеристиками. Это происходит вследствие того, что выделяемая в ходе реакции энергия успевает диссипироваться, так как характерное время энерговыделения в данном случае много больше характерного времени теплопроводности. В результате энерговыделение при реакции практически никакого влияния на характеристики течения не оказывает. Лидирующая УВ с течением времени затухает и вырождается в характеристику, зона реакции, первоначально существующая как контактный разрыв, соответствующим образом «размазывается».

В расчетах вблизи границы, разделяющей области 1 и 2, осуществляются режимы затухающего с течением времени горения, когда энергия из зоны реакции не успевает в полной мере быть передана УВ для поддержания ее интенсивности на стационарном уровне.

В области 3 на рис. 1, наоборот, наблюдаются режимы ускоряющегося горения и перехода в детонацию. Здесь волны давления, образующиеся за счет расширения продуктов в зоне реакции, распространяясь по ударно-сжатому газу, догоняют лидирующую УВ, постоянно усиливая ее. Этот процесс хорошо продемонстрирован на рис. 3 для $\Theta_a = 43,5$, $\Theta_i = 33$. Повышение интенсивности УВ приводит к соответствующему росту параметров за ней и, как следствие, к сокращению периода индукции химической реакции. Это, в свою очередь, ведет к последующему ускорению фронта и дальнейшему росту интенсивности УВ. Наступает момент, когда пламя резко увеличивает скорость, давление и плотность перед фронтом горения за счет интенсивного энерговыделения сильно возрастают, значительно превышая соответствующие параметры за УВ. Формируется ДВ, которая догоняет головную УВ. В обратную сторону по продуктам реакции со скоростью $u_{РВ} = 5,01$ распространяется ретонационная волна, которая с течением времени медленно затухает.

После взаимодействия ДВ и головной УВ вперед по несгоревшей смеси распространяется волна сильной детонации, скорость которой ($\bar{u}_D = 9,12$) превышает скорость детонации Чепмена — Жуге в этой смеси ($\bar{u}_{CJ} = 7,2$). С течением времени пересжатая ДВ постепенно затухает и ее скорость приближается к u_{CJ} . Диаграмма соответствующего процесса в плоскости x, t представлена на рис. 4. Отметим, что получено хорошее согласие с результатами численных расчетов перехода горения в детонацию в однородных газовых смесях [7], а также качественное сходство с экспериментальными данными, представленными в [27]. Как и в [7], фронт химической реакции (ФР) на рис. 4 некоторое время отстает от УВ, а затем стремительно догоняет ее, сливается с ней и образует детонационный комплекс ДВ, который с течением времени выходит на стационарный режим Чепмена — Жуге. Ретонационной волны (РВ) и тем более отраженной ретонационной волны (ОРВ) авторами [7] в расчетах не обнаружено, хотя в работе [12] в аналогичных исследованиях показано, что РВ — необходимый элемент такого рода процессов.

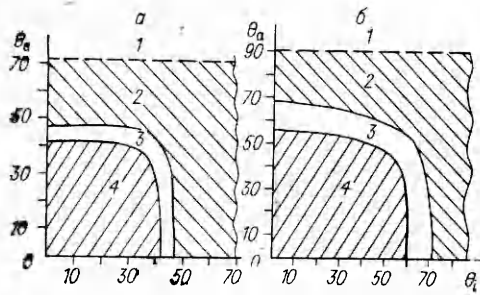


Рис. 1.

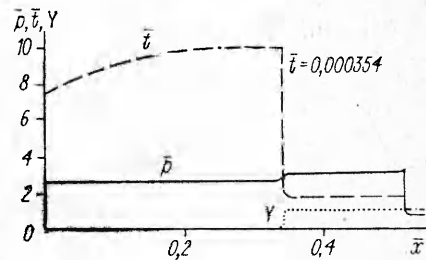


Рис. 2.

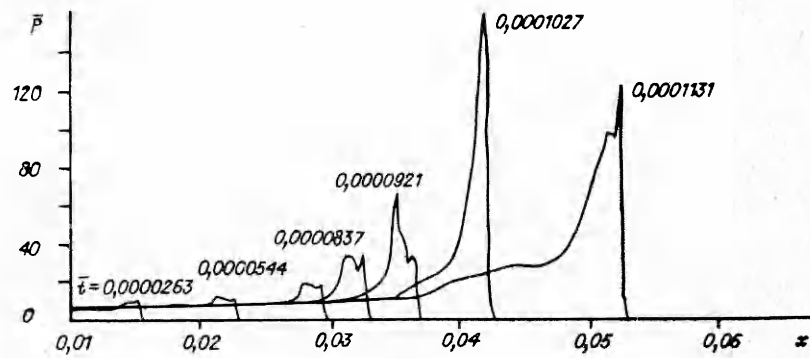


Рис. 3.

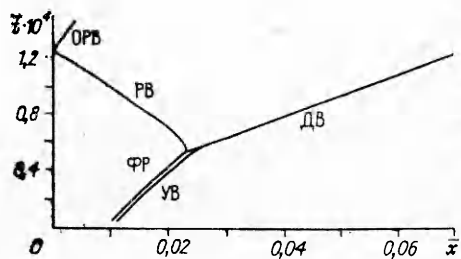


Рис. 4.

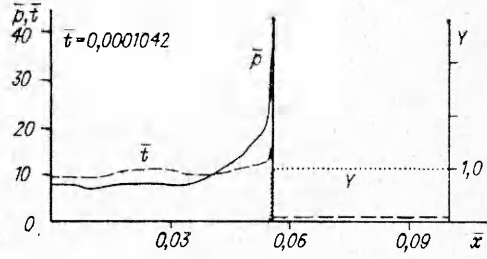


Рис. 5.

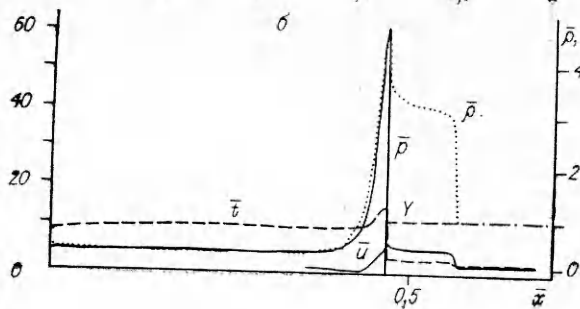
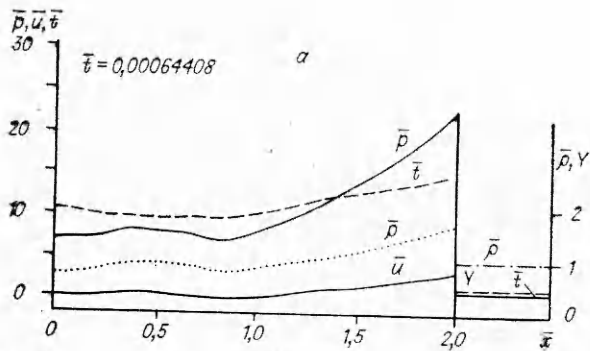


Рис. 6.

Согласие с [7, 12] наблюдается также еще и в том, что плоская ДВ выходит на стационарный режим через пересжатую детонацию. Кроме того, как и в [7], зарождение ДВ в наших расчетах начинается не на УВ, а в непосредственной близости от фронта пламени. Этот результат отмечался многими авторами [5—7, 27].

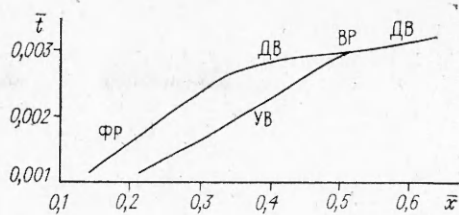


Рис. 7.

Область 4 на рис. 1 характеризуется тем, что горючая смесь при таких значениях Θ_a и Θ_i оказывается настолько химически активной и чувствительной к повышению температуры, что УВ, сформированная в результате распада разрыва, сразу же становится инициатором детонации, а энергии зажигания при этом оказывается достаточно для иницирования ДВ без преддетонационного участка. Эта детонация с течением времени выходит на самоподдерживающийся режим, причем скорость ДВ асимптотически стремится к скорости детонации Чепмена — Жуге в газе с данными энергетическими характеристиками [26]. Как и в предыдущем случае, $\bar{u}_{сж} = 7,2$. При этом следует отметить, что в зависимости от величины задержки воспламенения возможна реализация различных структур ДВ. Например, при $\Theta_a = 36,5$, $\Theta_i = 31$ реализуется классический профиль детонации типа ЗНД с УВ и следующей прямо за ней зоной реакции (рис. 5). Параметры, вычисленные в точке максимального давления, равны параметрам газа за УВ, движущейся со скоростью $u_{УВ} = u_{сж}$ (отклонение расчетов от теории составляет всего 2—3%). При $\Theta_a = 35$, $\Theta_i = 17,5$ реализуется детонация со структурой волны Чепмена — Жуге, когда все энерговыделение происходит в УВ (рис. 6, а). Возможно получение и промежуточных режимов детонации с частичным энерговыделением в УВ.

Следует отметить, что между областями 1—4 на рис. 1 в действительности не существует столь четких границ и правильнее под ними подразумевать пограничные зоны, ибо не всегда удается четко определить разницу между ускоряющимся горением и переходом горения в детонацию (важным ограничивающим фактором здесь выступает размер исследуемой области), между стационарным и медленно затухающим горением, между детонацией и быстрым переходом горения в детонацию.

Необходимо также отметить, что размер областей 1—4 существенно зависит от других параметров задачи. Для сравнения на рис. 1, б приведена та же классификация областей для случая $\Delta H/c_p T_1 = 15$. При этом в расчетах находит подтверждение тот факт, что увеличение энергетического запаса единицы массы горючего приводит к более быстрому формированию ДВ в смеси с тем же кинетическим механизмом реагирования. Сокращение преддетонационного участка приводит не только к увеличению в этом случае зоны 4, но и к естественному расширению зоны 3, а также уменьшению областей 1 и 2.

К существенному расширению пределов возникновения детонации в смеси приводит также учет турбулизации потока при движении. Так, при $\Theta_a = 52,5$, $\Theta_i = 35$, $\Delta H/c_p T_1 = 10$ (при учете чисто молекулярного переноса этот случай соответствует режиму стационарного горения) и $k_t = 0,001$ турбулизация потока в области ударно-сжатого газа способствует ускорению фронта реакции и последующему переходу горения в детонацию (т. е. соответствующему расширению области 3 на рис. 1). Дальнейшее увеличение k_t усиливает эту тенденцию. При $k_t \geq 0,005$ качественно меняется режим распространения горения. Непосредственно в зоне горения сразу же формируется пересжатая ДВ (рис. 6, б), быстро догоняющая впереди идущую УВ и после взаимодействия с ней выходящая на режим Чепмена — Жуге (рис. 7). Приведенные результаты даже в рамках простой алгебраической модели турбулентности дают хорошее согласие с существующими экспериментами [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Саламандра Г. Д. // Физическая газодинамика.— М.: Изд-во АН СССР, 1962.
2. Бойченко А. П., Зверев Н. И., Смирнов Н. Н. и др. // Физика аэродисперсных систем.— Киев; Одесса: Высп. шк., 1986.
3. Горбинский С. В., Водяник В. И., Бобков А. С. и др. // Взрывобезопасность технологических процессов, пожаро- и взрывозащита оборудования и зданий.— Черкассы, 1990.
4. Clark J. F., Riley N. Combustion theory: a report on Euromech-203 // J. Fluid Mech.— 1986.— 167.— P. 409.
5. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. и др. О возникновении детонации в неравномерно нагретом газе // ПМТФ.— 1970.— № 2.— С. 76.
6. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Поленов А. Н. и др. Возникновение детонации в системах с неоднородным распределением температуры и концентрации // Хим. физика.— 1986.— 5.— № 9.— С. 1277.
7. Clark J. F., Kassooy D. R., Riley N. On a direct initiation of a plane detonation wave // Proc. Roy. Soc. Lond.— 1986.— A408.— P. 129.
8. Смирнов Н. И., Демьянов А. Ю., Панфилов И. И. // Детонация: Материалы 9-й Всесоюз. симп. по горению и взрыву, Суздаль.— Черногоровка, 1989.
9. Демьянов А. Ю. // Динамические задачи механики деформируемых сред.— М.: Изд-во МГУ, 1990.
10. Панфилов И. И. // Динамические задачи механики деформируемых сред.— М.: Изд-во МГУ, 1990.
11. Киреев В. Т. О влиянии неравновесных химических реакций на распад произвольного разрыва // ПМТФ.— 1965.— № 6.— С. 130.
12. Демьянов Ю. А., Секриеру Г. В., Игошин А. И. и др. Одномерные нестационарные течения реального газа.— Кипшиев: Штиинца, 1980.
13. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Иницирование детонации поршнем в смеси водорода с воздухом // Докл. АН СССР.— 1990.— 313, № 2.— С. 288.
14. Коробейников В. П., Левин В. А. Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1969.— № 6.— С. 48.
15. Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков.— М.: Мир, 1990.
16. Лапин Ю. В., Стрелец М. X. Внутренние течения газовых смесей.— М.: Наука, 1989.
17. Bray K. N. C., Champion M., Libby P. A. // Turbulent Reactive Flows: Proc. USA — France Joint Workshop, July, 1987/Ed. R. Borghi, S. N. B. Murthy.— N. Y.: Springer, 1989.— Vol. 8.— P. 541.
18. Турбулентные течения реагирующих газов/Под ред. П. А. Либби, Ф. А. Уильямса.— М.: Мир, 1983.
19. Драммонд Дж. Ф., Вайднер Э. X. Численный метод расчета течения в канале ПВРДСг // Аэрокосмическая техника.— 1983.— 1, № 4.— С. 42.
20. Wilke C. R. A viscosity equation for gas mixtures // J. Chem. Phys.— 1950.— 18, N 4.— P. 517.
21. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1973.
22. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики.— М.: Наука, 1980.
23. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики.— Новосибирск: Наука, 1967.
24. Маккормак Р. В. Численный метод решения уравнений вязких сжимаемых течений // Аэрокосмическая техника.— 1983.— 1, № 4.— С. 114.
25. MacCormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Paper.— 1969.— N 69.— P. 354.
26. Зверев И. И., Смирнов И. Н. Газодинамика горения.— М.: Изд-во МГУ, 1987.
27. Lee J. H. S., Knystautas R., Yoshikawa N. Photochemical initiation of gaseous detonation // Acta Astronautica.— 1978.— 5, N 11—12.— P. 971.

г. Москва

*Поступила в редакцию 26/VII 1991,
после доработки — 3/XII 1991*

УДК 662.215.535.3

А. Д. Зинченко, А. И. Погребов, В. И. Таржанов, Б. Б. Токарев

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ВВ

Исследованы оптические характеристики тротила, тэна, гексогена, октогена с дисперсностью 1430—22000 см²/г и плотностью 0,9 г/см³ на длине волны 0,6328 мкм. Измерения выполнены по методу фотометрического шара с обработкой результатов на ЭВМ. Получены зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения плоских слоев ВВ от их толщины. Определены значения показателей поглощения и рассеяния. Вычислены распределения плотности поглощенной энергии по глубине для полупространства ВВ при безграничном освещении.