

5. В. П. Коробейников, В. В. Марков, Б. В. Путятин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, 4.
6. Л. В. Шуршалов. ЖВМ МФ, 1973, 4.
7. Л. В. Шуршалов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, 5.
8. К. И. Козорезов, В. В. Сергеев. ФГВ, 1975, 11, 6.
9. В. Ф. Куропатенко. — В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 8, № 6. Новосибирск, 1977.
10. W. A. Walker, H. M. Sternberg. Fourth Symp. (International) on Detonation. U. S. Government Print Office. Washington, 1965.
11. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
12. Г. Б. Алаыкин, С. К. Годунов и др. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М.: Наука, 1970.

РАСЧЕТ ИНИЦИИРОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДОМ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВВ

С. А. Ждан
(Новосибирск)

Теоретические вопросы динамики процессов, происходящих при иницировании гетерогенной (газ — капли) детонации, значительно менее исследованы, чем при иницировании газовой детонации [1]. В работе [2], по-видимому, впервые по математической модели, сформулированной в рамках механики двухфазной многоскоростной сплошной среды [3], рассмотрена динамика выхода на режим самоподдерживающейся гетерогенной детонации в результате точечного взрыва. Совершенствование математических моделей [4, 5] при описании двухфазной реагирующей среды, в частности учет времени индукции, позволило расчетным путем показать существование критических энергий иницирования гетерогенной детонации.

В данной работе численно решена задача о взрыве заряда конденсированного ВВ в газокapельной реагирующей среде, при этом в математической модели снимается ограничение [5] о раздельном горении паров и капель горючего после истечения периода индукции.

Постановка задачи. Рассмотрим одномерное движение монодисперсной аэровзвеси жидкого горючего с диаметром капель $\bar{d}_0$ и объемной концентрацией α_{20} в газообразном окислителе с начальными давлением p_0 и плотностью ρ_0 при взрыве заряда конденсированного ВВ радиусом $r_{ВВ}$ плотностью $\rho_{ВВ}$.

Уравнения газовой динамики в области продуктов детонации (ПД) конденсированного ВВ ($0 \leq r \leq r_k$) запишем в лагранжевых переменных

$$\partial r / \partial t = U, \quad \partial U / \partial t = -1 / \rho_{ВВ} (r/m)^{\gamma} \cdot \partial p / \partial m, \quad (1)$$

$$\partial E / \partial t = -p \cdot \partial (1/\rho) / \partial t, \quad \rho_{ВВ} / \rho = (r/m)^{\gamma} \partial r / \partial m.$$

Здесь t — время; r , m — эйлерова и лагранжева координата соответственно; p , U , ρ , E — давление, массовая скорость, плотность и внутренняя энергия ПД; r_k — координата контактной поверхности. Уравнение состояния ПД конденсированного ВВ задается в форме

$$p = (\gamma(\rho) - 1)\rho E + \phi(\rho), \quad (2)$$

где функции $\gamma(\rho)$ и $\phi(\rho)$ для наиболее распространенных ВВ типа тротил, гексоген, тэн различной начальной плотности имеют универсальный вид [6] и содержат только два физических параметра: ρ_* — монокристал-

лическую плотность конкретного ВВ и D_* — скорость детонации ВВ при этой плотности.

В рамках предположений [2, 5] система уравнений, описывающая поведение газовой фазы в области между контактной поверхностью и фронтом ударной волны (УВ) ($r_k < r < r_\Phi$), запишется в виде

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_1 u_1 r^\nu) = \rho_2^0 \alpha_2 M, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_1 u_1^2 r^\nu) + \frac{\partial p_1}{\partial r} = \rho_2^0 \alpha_2 (M u_2 - F), \quad (4)$$

$$\frac{\partial (\rho_1 E_1)}{\partial t} + \frac{1}{r^\nu} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho_1 u_1 \left(E_1 + \frac{p_1}{\rho_1} \right) r^\nu \right] = \rho_2^0 \alpha_2 \left[M \left(Q + e_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) - u_2 F \right], \quad (5)$$

$$\partial Y / \partial t + u_1 \partial Y / \partial r = -1/t_{\text{инд}}, \quad t_{\text{инд}} = k \cdot \exp(\varepsilon / RT_1), \quad (6)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + u_1 \frac{\partial Z}{\partial r} = (1 - Z) \rho_2^0 \alpha_2 \frac{M}{\rho_1} - \begin{cases} 0 & Y > 0, \\ k_1 \rho_1 Z \exp(-\varepsilon_1 / RT_1) & Y = 0, \end{cases} \quad (7)$$

$$E_1 = e_1 + ZQ + u_1^2/2, \quad p_1 = (\gamma_1 - 1) \rho_1 e_1.$$

Здесь ρ_1 , u_1 , e_1 , T_1 , p_1 — плотность, массовая скорость, внутренняя энергия, температура, давление газовой фазы; ρ_2^0 , α_2 , u_2 , e_2 — истинная плотность, объемная концентрация, массовая скорость, внутренняя энергия конденсированной фазы (к-фазы); Y — доля периода индукции; $t_{\text{инд}}$ — задержка воспламенения; ε — энергия активации; Z — массовая концентрация паров горючего; Q — теплота химических реакций, приходящаяся на единицу массы горючего; M — скорость уноса массы с единицы массы капель; F — сила, действующая со стороны газа на единицу массы капель за счет сил трения; $\nu = 0, 1, 2$ соответственно для плоского, цилиндрического и сферического случаев симметрии. Уравнения движения к-фазы и выражения для массового и силового взаимодействия между фазами аналогичны приведенным в [4]. Граничные условия: при $r = 0$, $U = 0$; при $r = r_k$ $U = u_1$, $p = p_1$; при $r = r_\Phi$ $p_1 = p_0 + \rho_0 u_1 D$,

$$D^2 = \frac{(\gamma_1 + 1) p_1 + (\gamma_1 + 1) p_0}{2 \rho_0 (1 + A)}, \quad \rho_1 / \rho_0 = \left(\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \cdot \frac{p_1}{p_0} + 1 \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1} + \frac{p_1}{p_0} \right)^{-1}, \quad (8)$$

$$u_2 = 0, \quad \alpha_2 = \alpha_{20}, \quad v = \pi d_0^3 / 6, \quad Y = 1, \quad Z = 0,$$

где $A = (\gamma_0 - \gamma_1) [(\gamma_0 - 1)(p_1/p_0 - 1)]^{-1}$. Таким образом, задача об иницировании гетерогенной детонации зарядом ВВ состоит в совместном решении систем (1), (3)–(7) с уравнениями для к-фазы при граничных условиях (8). Начальное распределение гидродинамических переменных в ПД конденсированного ВВ в момент выхода детонационной волны на поверхность заряда находилось из автомодельного решения с использованием уравнения состояния (2).

Метод численного решения. Алгоритм численного решения задачи построен так, что уравнения в области ПД конденсированного ВВ решались методом псевдовязкости [7], а уравнения для газовой фазы в области между контактной поверхностью и фронтом УВ — методом подвижных сеток [8, 9]. Разностная схема для нестационарных уравнений (3)–(5) конструировалась на основе законов сохранения массы, импульса и энергии, имеющих вид интегральных тождеств [9], дополненных уравнением состояния идеального газа. Из законов сохранения, примененных к ячейке сетки в течение времени от t_n до $t_{n+1} = t_n + \Delta t$, получаются уравнения для средних значений на верхнем слое $(u_1, \rho_1, p_1, e_1)^{n+1}$, в которые входят потоки массы, импульса и энергии на единицу длины бокового ребра ячейки сетки. Потоки определяются из распада разрыва

(при замороженном составе) на границе двух соседних ячеек. Значения Y^{n+1} , Z^{n+1} и параметров к-фазы на слое $n+1$ рассчитывались вдоль соответствующих характеристик. Применение метода подвижных сеток позволяло выделять контактную поверхность, фронт УВ и перестраивать в процессе решения задачи сетку так, чтобы конец периода индукции ($Y=0$) в каждый момент времени совпадал с узлом сетки.

Результаты расчетов. Рассмотрим монодисперсную аэрозвесь капель керосина в кислороде при стехиометрическом соотношении окислитель — горючее. Из термодинамического расчета [10] для этой смеси найдена скорость детонации Чепмена — Жуге: $D_{ч.-ж.} = 2310$ м/с, теплота химических реакций на единицу массы горючего $Q = 18,8$ МДж/кг. Численно значения характерных величин: $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Н/м², $\rho_0 = 1,3092$ кг/м³, $T_0 = 298,15$ К, $\gamma_0 = 1,396$, $\gamma_1 = 1,26412$, $v_1 = 1,566 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $v_2 = 0,17 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $\alpha_{20} = 4,6295 \cdot 10^{-4}$, $e_2 = 0,6$ МДж/кг, $\rho_2^0 = 830$ кг/м³, $\sigma_2 = 2,7 \cdot 10^{-2}$ Н/м, $k_{исп} = 2 \cdot 10^{-6}$ м²/с, где v_1 и v_2 — кинематические вязкости кислорода и керосина соответственно; σ_2 — поверхностное натяжение; $k_{исп}$ — константа испарения.

Эффективный показатель адиабаты в зоне реакции γ_1 выбирали таким, чтобы для стационарного процесса со скоростью $D_{ч.-ж.}$ выполнялось условие Чепмена — Жуге $u_1^2 = \gamma_1 p_1 / \rho_1$ в точке исчезновения всех капель. Согласно [11], для керосино-воздушной смеси

$$t_{инд} = 0,5 \cdot 10^{-10} \cdot \exp(40\,000/RT_1). \quad (9)$$

Предполагая, что предэкспонент в (9) уменьшается пропорционально увеличению концентрации кислорода, для моделируемой топливно-кислородной смеси задаем: $k = 1,05 \cdot 10^{-11}$, $\varepsilon = 40$ ккал/моль, $\varepsilon_1 = \varepsilon$, $k_1 = 1/k$. Иницирующий заряд конденсированного ВВ — тротил с начальной плотностью $\rho_{ВВ} = 1,5$ г/см³. При указанных значениях параметров проведена серия численных расчетов, в которых варьировались радиусы зарядов ВВ, диаметры капель, геометрия задачи.

На рис. 1 приведены зависимости скорости нестационарных детонационных волн D от расстояния при взрыве сферических зарядов ТНТ ($r_{ВВ}$, см: 1 — 1,5, 2 — 1,75, 3 — 1,875, 4 — 1,9375, 5 — 2) в монодисперсной аэрозвеси¹ с $d_0 = 500$ мкм. Варьирование массы зарядов $m_{ВВ}$ (энергии взрыва $E_{ВВ}$) приводит к двум различным режимам. Если масса заряда ТНТ меньше критической $m_{ВВ}^*$, то происходит «срыв» детонации в двухфазной смеси и затухание волны. Если $m_{ВВ} > m_{ВВ}^*$, то скорость нестационарной детонационной волны достигает минимального значения $D_{мин} < D_{ч.-ж.}$ и затем начинает постепенно увеличиваться, приближаясь «снизу» к скорости детонации Чепмена — Жуге.

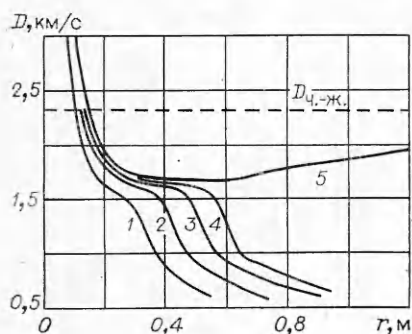


Рис. 1.

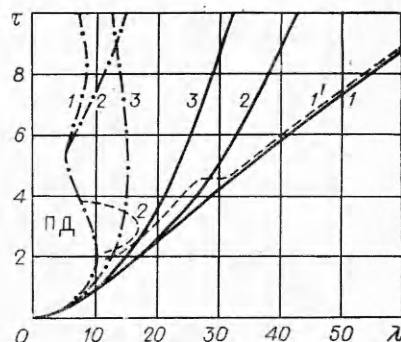


Рис. 2.

¹ Для рис. 1—4 $d_0 = 500$ мкм.

На рис. 2 в безразмерных координатах λ , τ ($\lambda = r/r_{\text{ВВ}}$, $\tau = tVp_0/\rho_0/r_{\text{ВВ}}$, t — время) приведены траектории сферической УВ (сплошные линии), контактной поверхности (штрихпунктир), поверхности $u_1 + c_1 = D$ — аналога поверхности Чепмена — Жуке для стационарной детонации (штриховые линии, $c_1 = \sqrt{\gamma_1 p_1/\rho_1}$) для сверхкритического (1) ($r_{\text{ВВ}} = 2$ см) и докритического (2) режимов ($r_{\text{ВВ}} = 1,75$ см). На рис. 2, 3 показана λ — τ диаграмма для УВ, распространяющейся при взрыве сферического заряда ТНТ в газе при отсутствии капель горючего. Видно, что заметное расхождение траекторий УВ для двух режимов начинается при $\lambda \sim 25$. Это означает, что при взрыве сферического заряда ВВ вопрос об инициировании гетерогенной детонации решается на расстоянии $r > 25 r_{\text{ВВ}}$.

Поверхность Чепмена — Жуке образуется в области решения, $D < D_{\text{ч.-ж.}}$, причем характер ее перемещения различен в зависимости от режима. Для докритического фазовая скорость поверхности $u_1 + c_1 = D$, уменьшаясь, обращается в нуль, затем становится отрицательной и к моменту $\tau \approx 3,8$ в интервале от контактной поверхности до фронта УВ все характеристики семейства C_+ имеют больший наклон, чем у траектории УВ. Для сверхкритического режима фазовая скорость поверхности Чепмена — Жуке всегда положительна и, как видно из рис 2, при $\lambda > 32$ практически совпадает со скоростью лидирующей УВ. Так как звуковые возмущения в области решения слева от этой поверхности не могут прийти на фронт УВ, то скорость нестационарной детонационной волны зависит только от процессов энерговыделения, происходящих в зоне между фронтом УВ и поверхностью $u_1 + c_1 = D$.

Интересен характер поведения ПД конденсированного ВВ. Если в течение первой пульсации динамика расширения и последующего сжатия ПД практически не зависит от режима ($r_{\text{к}}^{\text{max}} = 10,3r_{\text{ВВ}}$, $r_{\text{к}}^{\text{min}} = 5,1r_{\text{ВВ}}$), то для второй пульсации это не так: длительность и максимальное расширение ПД ($r_{\text{к}}^{\text{max}} = 16,1r_{\text{ВВ}}$) для докритического режима значительно превышают аналогичные параметры для сверхкритического. Отметим одну особенность процесса при взрыве заряда ВВ, которая характерна только для многоскоростных сред. На начальной стадии расширения ПД капли горючего в силу инерционности к-фазы не успевают в области между фронтом УВ и контактной поверхностью достичь скорости газовой фазы и попадают в ПД конденсированного ВВ. Поэтому часть к-фазы выпадает из общего энерговыделения двухфазной реагирующей среды. Оценки показывают, что до расстояний $r_{\text{ф}}$, на которых $r_{\text{ф}} - r_{\text{к}} < 20 \div 25 d_0$, распылять к-фазу нет необходимости.

Характер изменения профилей давления $P = p_1/p_0$ за фронтом УВ для двух вариантов ($r_{\text{ВВ}}$, см: 1 — 2, 2 — 1,75) демонстрирует рис. 3. Вертикальными штрихами обозначены положения контактной поверхности, горизонтальными — поверхности $u_1 + c_1 = D$ в указанные моменты времени τ . На начальной стадии за фронтом лидирующей УВ формируется зона релаксации. Для монодисперсного распыла четко прослеживается связь изменения параметров в зоне с механизмом разрушения капель: от фронта УВ до точки распада капель давление растет, после распада вследствие интенсивного энерговыделения происходит его быстрое уменьшение, прекращающееся в окрестности точки равенства скоростей фаз, затем наблюдается плато и даже увеличение давления из-за разгона газовой фазы каплями к-фазы. Анализ результатов расчетов показывает, что в монодисперсной аэрозвеси для сверхкритического режима в любой момент времени расстояние от фронта УВ до точки распада капель больше или равно расстоянию от фронта до точки окончания периода индукции, где $Y = 0$.

В работе [12] на базе предположения о существовании связи между длиной зоны реакции и длиной зоны индукции построена модель стацио-

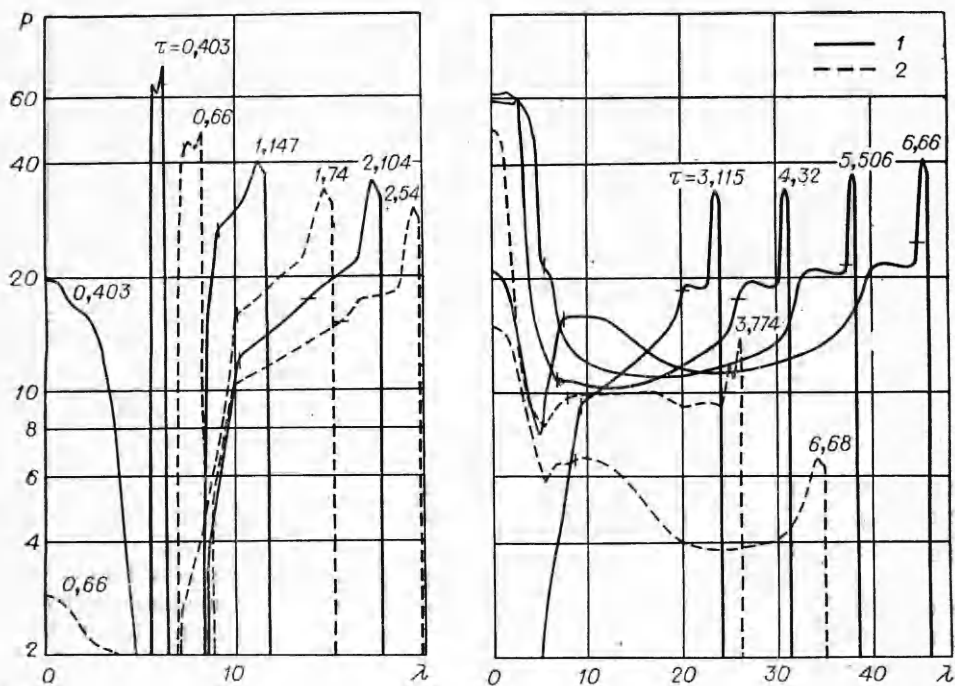


Рис. 3.

нарной детонационной волны. Однако нами в результате численного решения нестационарной задачи такой связи, по крайней мере для неограниченной гетерогенной детонации, не обнаружено.

На рис. 4 изображены профили массовой скорости $U_2 = u_2/D$, объемной концентрации α_2/α_{20} для к-фазы, а также массовой скорости $U_1 = u_1/D$ и скорости звука $C = c_1/D$ для газовой фазы в зависимости от расстояния, отсчитываемого от фронта УВ, в момент времени $\tau = 10,93$, когда нестационарная детонационная волна прошла 1,5 м от точки инициирования и ее скорость $D = 1990$ м/с. Поверхность Чепмена — Жуге ($U_1 + C = 1$) располагается на расстоянии 2,05 см от фронта УВ. К указанному моменту времени 12,3% массы к-фазы сгорает за поверхностью Чепмена — Жуге.

Принципиален при инициировании гетерогенной детонации вопрос о влиянии начальных размеров капель горючего на энергию инициирования. Для его выяснения проведены расчеты, в которых варьировались начальные диаметры капель d_0 . Результаты для сферического взрыва представлены на рис. 5, 1. Так как в сферическом случае симметрии $E_{ВВ} = \frac{4}{3} \pi r_{ВВ}^3 \rho_{ВВ} Q_{ВВ}$, а для ТНТ с плотностью $\rho_{ВВ} = 1,5$ г/см³ $Q_{ВВ} = 4,215$ МДж/кг, то по критическим радиусам зарядов $r_{ВВ}^*$ (см. рис. 5, 1) находим критические энергии инициирования гетерогенной детонации $E_{ВВ}^*$, численные значения которых приведены ниже.

d_0 , мкм	100	300	500	700
$r_{ВВ}^*$, см	0,7038	1,28	1,97	2,81
$E_{ВВ}^*$, кДж	9,23	55,7	202,1	589,2

Обращает на себя внимание сильная зависимость энергии инициирования от диаметра капель: уменьшение d_0 от 700 до 100 мкм приводит к уменьшению $E_{ВВ}^*$ в 64 раза. Экстраполяция кривой 1 на нулевой размер ка-

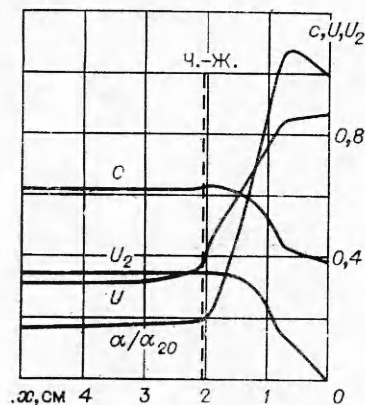


Рис. 4.

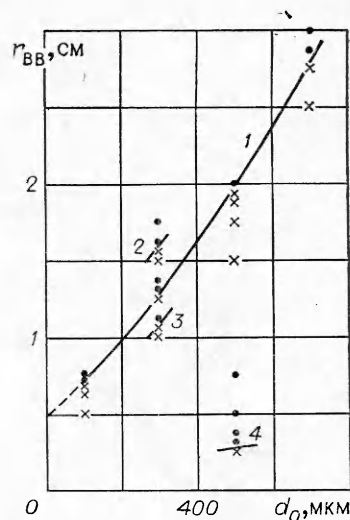


Рис. 5.

пель, что физически означает переход к иницированию газовой детонации, дает $E_{\text{ВВ}}^*(0) \simeq 3,3$ кДж.

Теоретические исследования по иницированию сферической газовой детонации [1] дают кубическую зависимость энергии от времени индукции. С целью выяснения этого вопроса для гетерогенной детонации проведены расчеты, в которых предэкспонент в выражении для $t_{\text{инд}}$ (уравнение (6)) изменялся в e раз. Анализ результатов показал более слабую зависимость энергии иницирования гетерогенной детонации от задержек воспламенения. Так при $d_0 = 300$ мкм увеличение $t_{\text{инд}}$ в e раз увеличивает $E_{\text{ВВ}}^*$ в 1,9 раза (см. рис. 5, 2), а уменьшение в e раз уменьшает $E_{\text{ВВ}}^*$ в 1,7 раза (см. рис. 5, 3).

И наконец, при $d_0 = 500$ мкм рассчитана динамика процесса и критическая энергия иницирования цилиндрической гетерогенной детонации в рассматриваемой монодисперсной аэрозвеси. Критический радиус цилиндрического заряда ВВ приведен на рис. 5, 4, ему соответствует критическая энергия $E_{\text{ВВ}}^* = \pi r_{\text{ВВ}}^2 \rho_{\text{ВВ}} Q_{\text{ВВ}} \simeq 0,16$ МДж/м.

Таким образом, в рамках сформулированной математической модели решена задача о взрыве сферического или цилиндрического заряда конденсированного ВВ в монодисперсной аэрозвеси стехиометрического состава капель керосина в кислороде. Реализован метод подвижных сеток для данной задачи. Показано, что при сверхкритическом режиме на конечных расстояниях от места иницирования часть горючего сгорает за поверхностью Чепмена — Жуге. Рассчитаны величины критических (радиусов зарядов ВВ) энергий иницирования гетерогенной детонации в зависимости от диаметров капель, установлена более слабая, чем для газовой детонации, зависимость энергии иницирования от величин задержек воспламенения.

В заключение автор выражает благодарность В. И. Феденку за помощь при проведении расчетов.

Поступила в редакцию
29/I 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Левин. Докт. дис. МГУ, 1975.
2. С. А. Ждан. ФГВ, 1976, 12, 4.
3. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
4. V. V. Mitrofanov, A. V. Pinaev and S. A. Zhdan. Acta Astronautica, 1979, 6, 281.

5. С. А. Ждан, В. В. Митрофанов.— В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
6. В. Ф. Куропатенко.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 8, № 6. Новосибирск, 1977.
7. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
8. Г. Б. Алалыкин, С. К. Годунов и др. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М.: Наука, 1970.
9. С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
10. А. В. Пинаев. ФГВ, 1977, 13, 3.
11. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Физматгиз, 1966.
12. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН НАД СЛОЕМ ГОРЮЧЕГО ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов
(Москва)

В трубах, заполненных газообразным окислителем, с тонким слоем горючего на стенках возможно распространение детонации [1—7]. Характерной особенностью детонации в таких системах является то, что окислитель и горючее заранее не перемешаны и находятся в разных фазах, а образование смеси, способной гореть и детонировать, происходит в результате испарения и диффузии паров горючего в пограничный слой за головной ударной волной, распространяющейся вдоль оси трубы. Одним из основных определяющих параметров такого процесса является массовая скорость испарения, так как она лимитирует энерговыделение в детонационном комплексе и от точности ее определения во многом зависит точность определения других параметров детонации в предварительно не перемешанных гетерогенных системах.

Цель настоящей работы — исследование задачи об определении массовой скорости испарения слоя горючего за ударной волной.

Рассмотрим для этого полупространство над тонким слоем горючего, заполненное газообразным окислителем, по которому распространяется ударная волна с постоянной скоростью U_s . За ударной волной над слоем горючего образуется пограничный слой с испарением и горением, а в слое горючего — температурный пограничный слой (движением в слое горючего пренебрегаем). Для описания этого процесса удобно использовать подвижную систему координат, в которой ось y связана с ударной волной, так как в этом случае пограничные слои в газе и жидкости стационарны. Ось x ориентирована в противоположном движении ударной волны направлению.

Если при этом ось x совпадает с поверхностью раздела фаз, то уравнение энергии в слое жидкости в приближении пограничного слоя имеет вид

$$\rho_f u_f c_{pf} \frac{\partial T}{\partial x} + \rho_f v_f c_{pf} \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda_f \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (1)$$

где ρ , c_p , λ , T , u , v — плотность, теплоемкость, коэффициент теплопроводности, температура и составляющие скорости по осям x и y соответственно; индексом f отмечены параметры жидкого горючего, при этом $u_f = U_s$.

Вид уравнения (1) в выбранной системе координат (x, y) удобен для сравнения встречающихся в литературе методов определения массовой