

способствуют интенсификации подъема горящих элементов из зоны горения и их более дальнего заброса перед фронтом. В свою очередь вновь зарождающиеся очаги, попадая в поле течения уже существующего пожара, по мере своего развития еще более его усиливают. Такой процесс постоянного саморазвития в принципе носит цепной характер и в отсутствие ограничивающих факторов приводил бы к бесконечному росту мощности пожара.

Для реализации цепного механизма развития необходимо наличие взаимодействия конвективных потоков над локальными очагами. В модели однородной изотермической окружающей среды рост конвективных струй над источником тепла неограничен по высоте и поэтому их взаимодействие всегда имеет место. Однако в реальной ситуации существуют предельные условия (наличие, положение и мощность уровней инверсий температуры в атмосфере [2, 4]), ограничивающие развитие колонки. Максимальная высота конвективной струи над источником не может быть много больше расстояния H_1 от местоположения достаточно мощного уровня инверсии. Тогда условие взаимодействия потоков над индивидуальными очагами (пересечение невозмущенных границ струй) можно записать в виде оценки для предельных расстояний H между источниками, на которых взаимодействие еще имеет место: $H < 2H_1 A_1$ ($A_1 \approx 0,1$ — полуширина автотельной струи [1]).

В общем случае положение уровней температурных инверсий зависит от метеорологической обстановки (суточных и сезонных колебаний температуры) и их высота колеблется от сотен метров до нескольких километров [4]. В соответствии с этим оценка минимальных расстояний между взаимодействующими очагами горения дает величину $H \leq (10 \div 100)$ м. Если индивидуальные источники тепла удалены друг от друга на более далекие расстояния, то конвективные колонки над ними развиваются независимо, и усиления пожара не происходит. Например, наиболее низкое положение инверсионного слоя над поверхностью земли имеет место в ночных условиях [4], в связи с чем в такой ситуации на практике наблюдается спокойный характер развития пожара с существованием индивидуальных конвективных колонок [2, 3].

*Поступила в редакцию 25/VI 1976,
после доработки — 13/IX 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. Конвективная колонка над линейным пожаром в однородной изотермической атмосфере. ФГВ, 1977, 13, 5.
2. K. Davis, G. Вугам, W. Кrumm. Forest Fire: Control and Use. McGraw Hill, New York — Toronto — London, 1959.
3. Возникновение и лесных пожаров. Сборник. М., «Наука», 1964.
4. Н. Е. Кочин. Собрание сочинений. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1949.

ЗОНА РЕАКЦИИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

А. В. Пинаев

(Новосибирск)

В работе рассматривается стационарный детонационный процесс в двухфазной системе — смеси газообразного окислителя с равномерно распределенными в нем каплями горючего. Решению такой задачи ранее были посвящены работы [1, 2].

При выводе и решении уравнений принимались допущения, обычные для ряда работ. Волна детонации — одномерная плоская, структура детонационной волны соответствует идеальной модели Зельдовича — Деринга, т. е. сгорание исходных компонентов происходит за фронтом ударной волны. Газ считается идеальным, вязкость и теплопроводность существенны лишь в процессах взаимодействия между фазами. Расстояния, на которых меняются параметры течения, много больше диаметра капель. Объем капель много меньше объема газа. Капли не сливаются друг с другом. Скорость химических реакций велика, поэтому химическая кинетика не учитывалась. Скорость тепловыделения определяется скоростью поступления жидкой фазы в газ. Скорость смешения паров топлива с продуктами горения настолько велика, что не влияет на процесс тепловыделения. Считалось, что микрокапли, сорванные с исходной капли, мгновенно испаряются и реагируют с окислителем.

Рассмотрим процесс детонации в полидисперсной двухфазной системе. Распределение капель по размерам описывается функцией распределения, которую возьмем в виде [3]

$$dR/dD = b^6/120D^5 \exp(-bD),$$

где $b = 3,915/\bar{D}_0$; \bar{D}_0 — средний диаметр капель; R — объем части распыла, диаметр капель которого больше D ; $D_{\max} = 2,9D_0$ — максимальный размер зарегистрированных капель [3].

Когда число капель постоянно,

$$n_{n0}u_0 = n_n\omega_n, \quad (1)$$

где n — число капель в единице объема; u_0 — скорость детонации; ω — скорость капли относительно скачка; индекс n означает группу капель одинакового размера, индекс 0 относится к состоянию перед фронтом волны.

Для расчета считаем, что имеется j -группа капель, где $j = 2,9D_0/\Delta D$, а индекс $n = 1, 2, \dots, j$.

Обозначим

$$R_j = \sum_{n=1}^j \Delta R_n, \quad R_{j\infty} = \sum_{n=j}^{\infty} \Delta R_n,$$

где ΔR_n — объем части распыла, диаметр капель в котором $D_n - \Delta D/2 \leq D \leq D_n + \Delta D/2$. Тогда, используя (1) и проделав необходимые выкладки, для массовой концентрации горючего за фронтом волны (σ) получим выражение

$$\sigma = \sum_{n=1}^j \sigma_n = \sum_{n=1}^j \sigma_0 u_0 / \omega_{nx} \cdot (D_{nx} / D_{n0})^3 \cdot (1 + R_{j\infty} / R_j) \cdot \Delta R_n. \quad (2)$$

Здесь σ_0 — начальная массовая концентрация горючего, D_{nx} — диаметр сферы с объемом, равным объему капли, индекс x означает координату по длине от фронта.

Предварительно введя обозначения

$$s_1 = \sum_{n=1}^j \sigma_n \omega_n, \quad s_2 = \sum_{n=1}^j \sigma_n \omega_n^2, \quad s_3 = \sum_{n=1}^j \sigma_n \omega_n^3$$

(для σ_n используем (2)), выпишем уравнения сохранения массы, импульса и энергии относительно фронта волны

$$\rho_0 u_0 + \sigma_0 u_0 = \rho u + s_1, \quad (3)$$

$$p_0 + \rho_0 u_0^2 + \sigma_0 u_0^2 = p + \rho u^2 + s_2, \quad (4)$$

$$\rho_0 u_0 \left[\frac{\gamma_0 p_0}{(\gamma_0 - 1) \rho_0} + \frac{u_0^2}{2} \right] + \sigma_0 u_0 \left[c_l T_{0l} + Q + \frac{u_0^2}{2} \right] =$$

$$= \rho u \left[\frac{\gamma p}{(\gamma - 1) \rho} + \frac{u^2}{2} \right] + s_1 (c_l T_l + Q) + s_3/2, \quad (5)$$

где u , p , ρ , γ — скорость, давление, плотность и показатель адиабаты газа; c_l — теплоемкость жидкости; Q — удельное тепловыделение топлива; T_l — температура капли. Предположим, что температура капель постоянна.

Запишем систему уравнений сохранения (3) — (5) в безразмерном виде, введя обозначения

$$\begin{aligned} \bar{u} &= u/u_0, \quad \bar{p} = p/p_1, \quad \bar{\rho} = \rho/\rho_1, \quad \bar{\omega} = \omega/u_0, \\ \bar{\sigma} &= \sigma/\sigma_0, \quad \bar{s}_1 = s_1/\sigma_0 u_0, \quad \bar{s}_2 = s_2/\sigma_0 u_0^2, \quad \bar{s}_3 = s_3/\sigma_0 u_0^3, \\ e_0 &= \rho_0 u_0 \left[\frac{\gamma_0 p_0}{(\gamma_0 - 1) \rho_0} + \frac{u_0^2}{2} \right] + \sigma_0 u_0 \left(c_l T_{0l} + Q + \frac{u_0^2}{2} \right), \\ e_l &= s_1 (c_l T_{0l} + Q) + s_3/2, \quad e = 2(e_0 - e_l)/\rho_0 u_0^3, \quad \kappa = \sigma_0/\rho_0, \quad \xi = p_0/\rho_0 u_0^2, \end{aligned}$$

где p_1 и ρ_1 — давление и плотность за фронтом ударной волны;

$$\bar{u} = \rho_0/\rho_1 \bar{\rho} \cdot [1 + \kappa(1 - \bar{s}_1)], \quad (6)$$

$$\bar{p} = p_0/p_1 \cdot \{1 + \xi^{-1}[1 + \kappa(1 - \bar{s}_2)] - \rho_0/\rho_1 \bar{\rho} \cdot [1 + \kappa(1 - \bar{s}_1)]^2\}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= \frac{\rho_0 \gamma [1 + \xi + \kappa(1 - \bar{s}_2)] [1 + \kappa(1 - \bar{s}_1)]}{\rho_1 (\gamma - 1) e} \left(1 + \right. \\ &\left. \pm \sqrt{1 - \frac{e(\gamma^2 - 1) [1 + \kappa(1 - \bar{s}_1)]}{\gamma^2 [1 + \xi + \kappa(1 - \bar{s}_2)]^2}} \right). \quad (8) \end{aligned}$$

Уравнение состояния газовой фазы смеси

$$\bar{p} = \bar{\rho} \bar{T},$$

где $\bar{T} = T/T_1$ — безразмерная температура; молекулярный вес принимается постоянным.

Анализ экспериментальных данных, полученных в трубах, по измерению длины зоны реакции и скоростей детонации показывает, что условие полного выгорания топлива до плоскости Чепмена — Жуге часто не выполняется в смесях стехиометрического состава и более бедных. Это создает определенные трудности для теоретического описания процесса, поскольку доля сгоревшего топлива даже для одного вида горючего величина не постоянная, а зависит, например, от размеров капель D_0 , начальной концентрации κ .

Рассмотрим процесс недогорания с наиболее общих позиций. Пусть от начальной массы горючего до плоскости Чепмена — Жуге сгорает доля горючего k . Тогда массовая концентрация оставшегося горючего

$$\bar{\sigma}^* = (1 - k)/\bar{\omega}^* \quad (9)$$

(звездочкой здесь в дальнейшем помечено состояние в плоскости Чепмена — Жуге).

Далее предположим, что до плоскости Чепмена — Жуге скорости жидкой и газообразной фаз выравниваются, т. е.

$$\bar{\omega}^* = \bar{u}^*. \quad (10)$$

Это предположение подтверждается экспериментально, если двухфазная смесь не слишком сильно переобогащена горючим, когда микрокапли разных размеров, образующиеся после распада капель, успевают ускориться потоком газа до момента выполнения условия Чепмена — Жуге.

В плоскости Чепмена — Жуге с учетом (9), (10) получим (поток звуковой, скорость звука $c^* = \sqrt{\gamma_2 p^* / \rho^*}$)

$$u_0 = \sqrt{\eta + \sqrt{\eta^2 - \eta_1 / \eta_2}}, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \gamma_2^2 p_0^2 [(\gamma_2 + 1)(\kappa + 1) - 2\kappa \bar{s}_1^*], \\ \eta_2 &= \rho_0^2 [(\gamma_2 + 1)(1 + \kappa)^3 - (\kappa \bar{s}_1^*)^2 (\gamma_2 - 1)(\kappa + 1) - 2\kappa \bar{s}_1^* (\kappa + 1)^2], \\ \eta &= \frac{\rho_0^2}{\eta_2} \left\{ (\gamma_2 - 1) \left[\frac{\gamma_0 p_0}{(\gamma_0 - 1) \rho_0} + \kappa Q_0 (1 - \bar{s}_1^*) \right] [(\gamma_2 + 1)(\kappa + 1) - \kappa \bar{s}_1^*]^2 - \right. \\ &\quad \left. - \rho_0^{-1} \gamma_2^2 p_0 (\kappa + 1) [(\kappa + 1)(\gamma_2 + 1) - 2\kappa \bar{s}_1^*] \right\}, \end{aligned}$$

$Q_0 = Q + c_i T_{0i}$, γ_2 — показатель адиабаты в плоскости Чепмена — Жуге¹.

$$\bar{u}^* = \frac{\gamma_2 [\xi + 1 + \kappa]}{(\gamma_2 + 1)(\kappa + 1) - \kappa \bar{s}_1^*}, \quad (12)$$

$$\bar{p}^* = \frac{\rho_0 \xi^{-1}}{\rho_1 \gamma_2} \bar{u}^* [1 + \kappa (1 - \bar{s}_1^*)], \quad (13)$$

$$\bar{\rho}^* = \frac{\rho_0}{\rho_1 \bar{u}^*} [1 + \kappa (1 - \bar{s}_1^*)], \quad (14)$$

$M = \bar{u}^* / c^* = 1$ — число Маха.

При полном сгорании топлива $\bar{s}_1^* = 0$. Для определения u_0 , \bar{u}^* , \bar{p}^* , $\bar{\rho}^*$ и при расчетах в зоне реакции необходимо знать γ_2 и Q_0 . С этой целью проделаны расчеты параметров равновесной детонации Чепмена — Жуге по программе из [3] для гомогенных гептано- и керосино-кислородных смесей в диапазоне концентраций $0,1 \leq \kappa < 1,5$ ($\kappa = \kappa / \kappa_0$, κ_0 соответствует стехиометрическому составу). В итоге показатель адиабаты γ_2 брался из этих расчетов ($\gamma_2 = \gamma_{2p}$), а $Q_0(\kappa)$ выбиралась так, чтобы скорость детонации, вычисленная по (11), совпадала с равновесной скоростью детонации при такой же концентрации κ . Такой метод подправляет под реальное состояние рассмотренные уравнения (11)–(14) для идеального газа.

Найденные таким образом $Q_0(u_0)$ подставлялись в (11), (8) и в случае, если сгорание было неполным, т. е. при некотором κ экспериментальная скорость детонации $u_0(\kappa, \bar{D}_0)$ при относительно малых потерях была меньше равновесной скорости детонации $u_{0p}(\kappa)$. Тогда по заданной $u_0(\kappa, D_0)$ определялась \bar{s}_1^* , а затем все остальные параметры в плоскости Чепмена — Жуге.

К (9)–(11) необходимо добавить уравнения, описывающие деформацию, движение капель, их дробление и испарение. В дальнейшем везде, где будет учитываться деформация капли, считается, что ее форма является эллипсоидом вращения, малая ось которого (B) параллельна скорости натекающего потока.

Обычное уравнение для аэродинамической силы сопротивления при движении капли в потоке газа имеет вид

$$d\bar{\omega}_{nx} / dx = -3/4 c_D \bar{\rho} \bar{v}_{nx} |\bar{v}_{nx}| \rho_1 / B_{nx} \bar{\omega}_{nx} \rho_1, \quad (15)$$

где $\bar{v} = \bar{\omega} - \bar{u}$ — относительная скорость газа и капли. Коэффициент сопротивления определяется по выражению [4]

$$c_D = \begin{cases} 27 \text{Re}_{nx}^{-0,84} & \text{Re}_{nx} < 80, \\ 0,27 \text{Re}_{nx}^{0,21} & 10^4 \geq \text{Re}_{nx} \geq 80, \\ 2 & \text{Re}_{nx} > 10^4. \end{cases}$$

¹ Практически всегда можно пользоваться формулой $u_0 = \sqrt{2\eta}$.

Здесь число Рейнольдса $Re_{nx} = \rho A_{nx} v_{nx} / \mu$, μ — вязкость газа, A — большая ось эллипсоида.

Будем считать, что поступление жидкой фазы в газ происходит по модели срыва пограничного слоя жидкости с поверхности капли [5]

$$\frac{dV_{nx}}{dx} = -A_{nx}^2 \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\pi^3 \bar{v}_{nx}}{\bar{\omega}_{nx}^2 Re_{l,nx}} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1/3} \left(\frac{v_g}{v_l}\right)^{1/6}}, \quad (16)$$

где $V = \pi A^2 B / 6$ — объем капли; $\nu = \mu / \rho$ — кинематическая вязкость; $Re_l = A u_{0r} / \mu_l$; индексы g и l относятся соответственно к газовой и жидкой фазе.

Испарение капли опишем уравнением [4] для сферической формы

$$dD_{nx} / dx = -k' Nu / 4 D_{nx} \bar{\omega}_{nx} u_0. \quad (17)$$

Здесь число Нуссельта $Nu = 2 + 0,53 Re_{nx}^{0,5}$, k' — коэффициент испарения в уравнении, описывающем испарение капли в неподвижной среде в зависимости от времени t

$$D^2 = D_0^2 - k't.$$

Модель срыва пограничного слоя жидкости с поверхности капли потоком газа рассматривалась различными авторами [5—7]. Конечные результаты при этом отличались между собой величиной численного коэффициента. Наибольшего внимания заслуживает работа [7], однако в ней, как и в [5, 6], некоторые упрощения приняты без обоснования (например, форма капли сферична, внешний поток газа несжимаем, течение потенциально). Автором была проанализирована эта модель с учетом деформации капли, сжимаемости потока газа и наличия вблизи капли присоединенной ударной волны (поскольку обтекание капли обычно сверхзвуковое), изменяющей условия на внешней границе пограничного слоя газа. Оказалось, что, хотя есть принципиальные отличия, использовать выражение типа (16) в качестве приближения можно.

Расчеты проводились на ЭМ методом конечных разностей. Для γ в зоне реакции принималась следующая зависимость:

$$\gamma = \gamma_2 + (\gamma_1 - \gamma_2) (\bar{s}_1 - \bar{s}_1^*) k^{-1}.$$

Была рассмотрена полидисперсная двухфазная система гептан — кислород. Считалось, что деформация капелек отсутствует и при $\kappa = \kappa_0$ осуществляется полное сгорание горючего в зоне реакции, т. е. $k = 1$. Теплофизические параметры веществ, приведенные в таблице, считались постоянными во всей зоне реакции. Расчеты носили качественный характер: модель разрушения описывалась уравнением (16), а если $We_n \leq We_{кр} \approx 10$, то капли испарялись в потоке газа (17). Число Вебера $We = \rho D v^2 / \psi$, ψ — коэффициент поверхностного натяжения. Сравнение характера полученных термо- и газодинамических кривых с рассчитанными в работе [1] для монодисперсной смеси показывает, что при од-

| Компоненты смеси | γ_0 | γ_1 | γ_2 | ψ , н/м | ρ , кг/м ³ | μ , кг/(м·с) | k' , м ² /с | u_0 , м/с | κ_0 |
|------------------|------------|------------|------------|---------------------|----------------------------|----------------------|--------------------------|-------------|------------|
| Гептан . . . | — | — | 1,14 | $2 \cdot 10^{-2}$ | 675 | $3,70 \cdot 10^{-6}$ | $2 \cdot 10^{-6}$ | 2340 | — |
| Кислород | 1,4 | 1,3 | | — | 1,3 | $20 \cdot 10^{-6}$ | — | | |
| Керосин . . | — | — | 1,14-1,25* | $2,6 \cdot 10^{-2}$ | 800 | $1,2 \cdot 10^{-3}$ | $2 \cdot 10^{-6}$ | — | 0,291 |
| Кислород | 1,395 | 1,3 | | — | 1,307 | $21,4 \cdot 10^{-6}$ | — | | |

* $0,1 \leq \kappa \leq 1$.

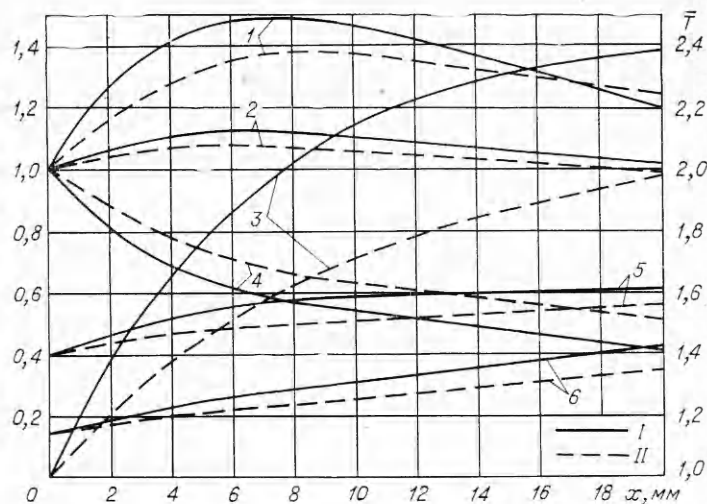


Рис. 1. Расчетные данные для полидисперсной смеси гептан — кислород. $D_0=100$ мкм.

I — $\kappa=2\kappa_0$; II — $\kappa=\kappa_0$. 1 — $\bar{\sigma}$, 2 — $\bar{\rho}$, 3 — \bar{T} , 4 — \bar{p} , 5 — \bar{c} , 6 — \bar{u} .

ном и том же среднем размере капель изменение всех кривых на начальном этапе в рассматриваемом случае более быстрое. Для выяснения влияния концентрации были просчитаны варианты с переобогащением смеси горючим (рис. 1). Видно, что параметры смеси меняются быстрее при переобогащении ее горючим. Зона реакции заметно короче у переобогащенной смеси, содержащей больше по массе мелких капель.

Поскольку реальный механизм поведения капель (особенно крупных) может отличаться от рассмотренного, в дальнейшем больше внимания уделено физической картине явления, а для простоты расчеты проводились с каплями одного размера. Рассмотрены различные схемы с последовательными распадами. При этом предполагалось, что по всей длине зоны реакции объемная плотность жидкой фазы σ и скорость частиц ω — величины непрерывные, а число капель в единице объема n менялось скачком в момент распадов с условием сохранения массы капель. Уравнения записывались с учетом того, что имеется одна группа капель. Расчеты проводились для керосино-кислородных смесей. Теплофизические свойства компонентов приведены в таблице.

Распад капли обычно связывают с моментом достижения критической стадии в процессе деформации [2, 8], когда капля представляет собой тонкий диск (эллипсоид вращения), большая ось которого $A \approx 3D_0$. Рассматривалась модель, в которой несколько раз после такого распада капля вновь деформировалась до критической стадии и распадалась. Деформация описывалась уравнением, использовавшимся в работе [2]. Считалось, что при распаде деформированной капли ($A \approx 3D$) образуется распыл одного размера диаметром $0,2D$. На этих стадиях массообмен капли описывается уравнением (16). При условии $0,2D \leq D_{кр}$ ($D_{кр} = 15$ мкм) окончательный размер брался равным $D_{кр}$, капли далее не деформировались и испарялись в потоке газа (17). Основанием для выбора величины $D_{кр}$ послужила работа [9]. Между тем средний размер частиц распыла при полном разрушении капли зависит от сорта жидкости, параметров детонационной волны и требует дополнительных специальных исследований. Из расчетов следовало, что окончание зоны реакции располагается вблизи места, соответствующего первому распаду. Причина этого в том, что рассмотренное уравнение деформации описывает слишком большую скорость последующих рас-

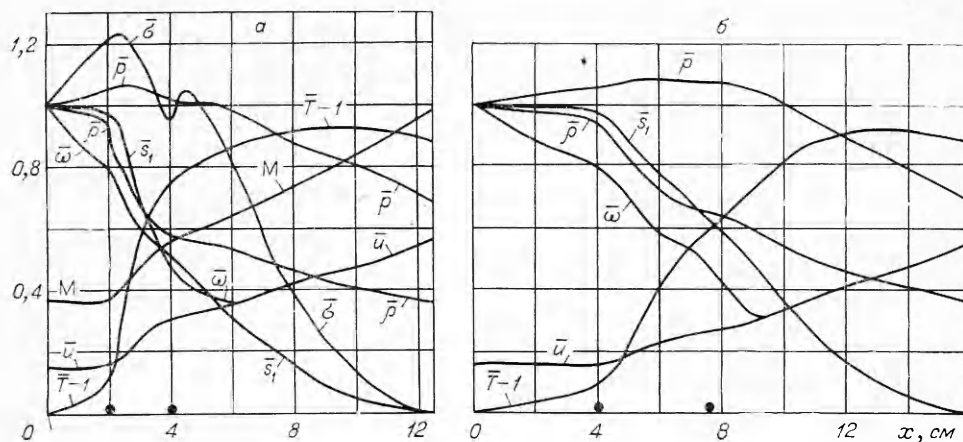


Рис. 2. Расчет зоны реакции; керосин — кислород; $u_0 = 1600$ м/с.
а) $D_0 = 1$ мм; б) $D_0 = 2$ мм.

падов и при окончании распадов существует заметная остаточная разность скоростей v , приводящая к быстрому испарению микрокапель. Экспериментальные длины зоны реакции были в несколько раз больше. Следует отметить, что в настоящее время не существует зависимостей, удовлетворительно описывающих деформацию капель в потоках, характерных для двухфазной детонации.

Сама по себе деформация не слишком сильно ускоряет массообмен (это показали проведенные расчеты), распады же, приводящие к образованию мелкодисперсной смеси, способствуют заметному увеличению скорости горения. Поскольку было выяснено, что моменты распадов плохо определяются известными уравнениями деформаций, была выбрана модель, в которой капли не деформируются и моменты распадов задаются искусственно. На стадии индукции срыва пограничного слоя жидкости до момента $\tau = \tau_i$, где $\tau_i = 0,25 (\rho_g / \rho_l)^{1/6} (\mu_l / \mu_g)^{1/3}$ (получено из [7]), происходит испарение капель (безразмерное время $\tau = t/t_0$, $t_0 = D_0 / v_1 \sqrt{\rho_l / \rho_1}$). В течение времени $\tau_i \leq \tau \leq \tau_z$ ($\tau_z \approx 4,5$) массообмен капли описывается уравнением (16). При $\tau = 2$ капля диаметром D распадается на капли размером $0,2D$ (близкие к этим, но более конкретные данные о размере «осколков» можно найти в [10]). В момент τ_z происходит окончательный распад на капли диаметром 15 мкм.

Рассмотрим случай, когда при $\kappa = \kappa_0$ осуществляется полное сгорание. Некоторые из расчетов приведены на рис. 2. Точками на оси x помечены моменты распадов. Удельная теплота сгорания топлива находилась аналогично [1] из условия обращения в нуль подкоренного выражения в уравнении (8), т. е. из (11). В данном случае (рис. 2) считалось, что при $\tau > \tau_z$ капли испаряются в потоке газа, а число $Nu = 2$. Тогда длина зоны реакции выражается зависимостью $L \approx 40D_0 + l_1$, где $l_1 \approx 6 \div 8$ см. Если же при $\tau > \tau_z$ применима зависимость $Nu = 2 + 0,53Re^{0,5}$, то $L \approx 40D_0 + l_1$, где $l_1 \approx 4$ см.

Хотя описанный выше метод определения Q_0 сравнительно прост, он не дает связи с экспериментами, не отражает учета равновесия в плоскости Чепмена — Жуге. Поэтому были проделаны расчеты с учетом фактора недогорания и расчеты равновесной детонации Чепмена — Жуге, как это было описано выше. При этом требовалось знание экспериментальной скорости детонации u_0 при концентрации κ_1 , соответствующей полному предельному сгоранию, и зависимости $u_0(\kappa)$ при $\kappa > \kappa_1$. В первом приближении предполагалось, что $u_0(\kappa)$ при $\kappa > \kappa_1$ меняется слабо. При $\kappa < \kappa_1$ считалось, что $k = 1$. Пример результатов

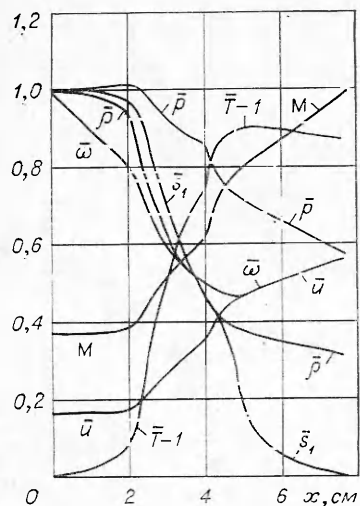


Рис. 3. Расчет зоны реакции в модели с недогоранием и равновесием; керосин — кислород; $D_0=1$ мм, $\kappa=0,1$, $k=1$, $u_0=1300$ м/с, $\kappa_1=0,075$.

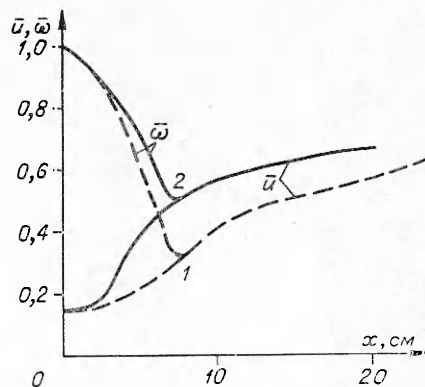


Рис. 4. Экспериментальные кривые скоростей газа и капель за фронтом детонационной волны (в системе скачка); $D_0=2,35$ мм.

вадет с увеличением концентрации горючего. Вблизи стехиометрии длина зоны реакции стремится к постоянному, на котором заканчивается распад капель в волне и среда становится односкоростной: $L \approx 40-45D_0$. Энергии, выделяющейся при неполном сгорании в зоне реакции, в этом случае ($\kappa > \kappa_1$) уже хватает для поддержания детонационной волны, дальнейшее догорание может происходить за плоскостью Чепмена — Жуге. Из расчетов и оценок следует, что для многих углеводородно-кислородных смесей с каплями размером ≈ 1 мм ($\kappa \sim \kappa_0$, $u_0 \approx 1500-1700$ м/с) в зоне реакции может сгорать меньше 50% топлива. Из экспериментов [11] известно, что с уменьшением диаметра капель скорость детонации возрастает и становится близкой к скорости детонации для гомогенной смеси. Если считать, что теплотери и потери на трение в зоне реакции незначительны, то это означает, что величина κ_1 должна с уменьшением D_0 стремиться к κ_0 и $k=1$ при $\kappa \leq \kappa_1$, т. е. с уменьшением тонкости распыла сгорание в зоне реакции более полное.

Экспериментальное исследование детонации в монодисперсной газокapельной среде проводилось на вертикальной ударной трубе с внутренним диаметром 70 мм. Труба состояла из секции инициирования длиной 1 м, расположенной над ней рабочей секции длиной около 4 м и генератора капель. Специальное часовое устройство обеспечивало синхронную работу всей системы. Труба заполнялась кислородом до атмосферного давления, секции инициирования — смесью $C_2H_2+2,5O_2$ до давления 1—2 атм. Смесью отделялась от рабочей секции диафрагмой и подрывалась высоковольтным разрядом. В качестве горючего использовался керосин. Генератор капель создавал капли диаметром 2,35 мм.

В экспериментах проводилась регистрация свечения за фронтом детонационной волны через щель размером 10×240 мм фоторегистратором, диск которого двигался перпендикулярно оси трубы.

Для исследуемых концентраций смеси $0,1 \leq \kappa \leq 1,5$ скорость детонации изменялась в диапазоне 1300—1700 м/с. Опыты с одной и той же концентрацией смеси давали значительный разброс, достигающий 15%. Заметного различия в скорости не было, если измерение прово-

такого расчета приведен на рис. 3. При увеличении κ , $\kappa > \kappa_1$, и сгорание неполное ($k < 1$), зона реакции $L \approx 40D_0 + l_1(\kappa)$, т. е. $l_1(\kappa)$ убы-

дилось на длине 2 и 3 м от начала рабочей секции, что указывает на стационарность или квазистационарность процесса. Измерения по углам наклона траекторий на снимках скоростей газа и капель на одних и тех же расстояниях от фронта после их осреднения позволили построить графики скоростей газовой (\bar{u}) и жидкой фаз (\bar{w}) за фронтом детонационной волны (рис. 4). Максимальная ошибка определения скоростей меньше 10%. Траекториям приписано движение неоднородностей в газе во всем объеме трубы; считалось, что они движутся с местной скоростью газа. Газ состоит из таких неоднородностей. Измеряя среднюю скорость по сечению на одних и тех же расстояниях от фронта, можно достаточно хорошо судить о скорости потока по длине за фронтом.

После контакта капель с потоком за детонационной волной фиксируется свечение вблизи поверхности, но сплошной фронт пламени отсутствует, \bar{u} соответствует значению скорости за ударной волной с таким же числом Маха. Последующее горение, благодаря срыву с поверхности жидкости микрокапель, приводит к увеличению скорости потока на 20—30%. Более резкое возрастание скорости происходит на стадии разрушения капель и при окончании этого процесса, идущего с образованием значительного количества быстросгорающих мелких капель. Из рис. 4 видно, что для кривой 1, соответствующей более бедной смеси ($\bar{x} \approx 0,5—0,7$), расстояние до поверхности Чепмена—Жуге (L_1) больше примерно в 2 раза, чем для кривой 2 (L_2), где $\bar{x} \approx 1,5$. Считалось, что на поверхности Чепмена—Жуге $\bar{u} \approx 0,55 \pm 0,01$, тогда $L_1 \approx 18$ см, $L_2 \approx 9$ см. Расстояние, на котором капли приобретают скорость потока газа, составляло ~ 8 см, т. е. около $35D_0$. При концентрациях, близких к стехиометрической ($\bar{x} \approx 1 \div 1,5$), длина зоны реакции примерно совпадает с этим расстоянием, т. е. $L \approx 35—40D_0$. С уменьшением концентрации горючего наблюдается увеличение зоны реакции (до 30 см), возможно, потому, что энергии, выделяющейся при сгорании мелких капель, недостаточно и свой вклад вносят более крупные капли, горение которых длится сравнительно долго.

Смещение капель в лабораторной системе удовлетворительно аппроксимируется параболой $x_1 \approx 0,55\tau^2$. В модели постоянного ускорения этому соответствует коэффициент сопротивления $c_D \approx 1,47$. Полное разрушение капель определялось по «видимому» совпадению скоростей жидкой фазы и окружающего пламя газа на фоторегистрограммах и соответствовало $\tau_x \approx 4,1 \pm 0,1$. При этом относительно стенок трубы капля успевает сместиться на $10—12D_0$. Приводимый здесь термин «полное разрушение» означает разрушение не только начальной капли на куски [12], но и дальнейшее разрушение всех кусков.

Полученные данные по длинам зоны реакции отличаются от результатов [11], поскольку размеры зоны реакции оказались в несколько раз меньше и зависели от концентрации горючего в смеси. При этом вызывает сомнение объяснение наблюдаемой зависимости скорости детонации от диаметра капель теплотерями в стенке трубы [11]. Более правильным представляется привлечь для этого также и недогорание топлива в зоне реакции, степень которого растет при увеличении диаметра капель.

В заключение автор благодарит В. В. Митрофанова за ряд полезных замечаний, обсуждения и внимание к работе.

Поступила в редакцию 25/X 1976,
после доработки 30/XI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 5, 3.
2. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 5.
3. М. Е. Топчийн. Докт. дис. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1974.
4. С. Ламбарайс, Л. Комбс. Детонация и двухфазное течение. М., «Мир», 1966.
5. O. G. Engel. J. Res. Nat. Bur. Standards, 1958, 60, 3.
6. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 2.
7. A. A. Ranger. Astronautica Acta, 1972, 17, 4—5.
8. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко. МЖГ, 1971, 3.
9. W. R. Lane. Ind. Eng. Chem., 1951, 43, 6.
10. B. D. Fishburn. Astronautica Acta, 1974, 1, 9—10.
11. E. K. Dabora, R. W. Ragland. J. A. Nicholls. 12-th Symposium (Internat.) on Combustion, Poitiers, 1968.
12. Б. М. Беленький, Г. А. Евсеев. МЖГ, 1974, 2.

К РАСЧЕТУ СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ В СМЕСИ ГОРЮЧЕЕ — ГАЗООБРАЗНЫЙ ОКИСЛИТЕЛЬ

С. А. Губин, А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов

(Москва)

Экспериментальными исследованиями гетерогенной детонации показана существенная зависимость от размера капли скорости детонации в системах горючее — газообразный окислитель [1—4]. Если в системах с каплями размером до 10 мкм скорость детонации D близка к скорости газовой детонации, то при размере капель около 1 мм D в 1,5—2 раза меньше ее. Существует ряд особенностей поведения детонационных волн в капельных взвесах, которые нельзя объяснить в рамках аналогии с газовой детонацией. Еще не разработано удовлетворительной модели для расчета скорости детонации в системе с крупными каплями. Попытка объяснить снижение D за счет увеличения теплотерь из зоны реакции, длина которой определена временем дробления капель, требует задания неоправданно большого времени дробления, в 2—3 раза превышающего экспериментальное значение [3].

Обоснование модели

Попытаемся из анализа сведений о дроблении капель за ударными волнами, испарении жидкого топлива и воспламенении образующейся топливно-воздушной смеси сформулировать качественные особенности процесса, которые должны быть положены в основу расчетной модели. Структура зоны реакции при детонации во взвеси¹ определяется, в отличие от газовой детонации, не только временем химической реакции (временем индукции), но и временами дробления, испарения топлива и смещения. Сложное взаимодействие этих процессов может в результате привести либо к однозонному, либо к двухзонному тепловыделению. Последнее состоит из первичной положительной фазы, фазы поглощения тепла и, наконец, вторичной фазы медленного тепловыделения. Волна с однозонным тепловыделением в принципиальных чертах не должна отличаться от газовой, т. е. ее скорость должна соответствовать теплу, которое выделяется в этой зоне (за вычетом, естественно, теплотерь, если протяженность зоны значительна). Однозонность тепловыделения

¹ Здесь рассматривается только одномерная волна, являющаяся аналогом классической модели газовой детонации.