

4. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. — М.: Наука, 1981.
5. Meier G. E. A., Szumowski A. P., Selerowicz W. C. Self-excited oscillations in internal transonic flows // Progr. Aerospace Sci.— 1990.— 27, № 2.— P. 145—290.
6. Ахмадеев В. Ф., Корляков В. Н., Козлов Л. Н. и др. Подавление акустических колебаний в камерах сгорания резонансными поглотителями. — М.: НПО «Информ ТЭИ», 1991.— С. 48.
7. Sukhinin S. V., Akhmadeev V. F. Hydrodynamics oscillation sources in combustion chamber/Int. seminar on flame structure.— Novosibirsk, 1992.
8. Sukhinin S. V., Akhmadeev V. F. Strouhal frequency due to flow contact discontinuities/Int. Workshop on Selected Problems of Solid Propellant Combustion and Chemical Gas dynamics.— Tomsk, 1992.

630090, Новосибирск,  
Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева  
СО РАН

Поступила в редакцию 31/III 1993

УДК 536.46

Б. Л. Копелиович

### ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО ТЕПЛОТВОДА НА ГОРЕНИЕ БЕЗГАЗОВОЙ СМЕСИ

Приводятся результаты численного исследования на пределе горения безгазовой смеси при слабом отводе тепла в термически толстую оболочку. Математическая модель, использующая сопряженную постановку задачи, позволяет изучать изменения динамики пульсирующего режима горения от внутренней области наполнителя к периферии.

Практическое применение безгазового горения топлива в узких трубах, щелевых каналах и других областях малых размеров связано с потерями тепла реагирующей системой в окружающую ее оболочку. В условиях теплоотвода проявляются характерные эффекты недогорания вещества, искривления фронта реакции, искажения структуры тепловой волны и др. [1, 2], а также пространственная перестройка режима горения смеси от внутренней области к периферии, на что указывают результаты экспериментальных исследований [3].

В настоящей работе с помощью численных методов прослеживаются изменения, происходящие в структуре волны горения и режиме ее распространения под действием слабого теплоотвода, на примере горения безгазового состава в полубесконечной термически толстой цилиндрической оболочке с такими же теплофизическими свойствами. В этом случае фронт реакции не отрывается от стенок канала и названные ранее эффекты не столь резко выражены, как при горении того же состава в оболочке с более высокой тепловой активностью [4]. Численное исследование проводится на пределе горения.

Математическая модель представляет собой систему двумерных сопряженных уравнений для смеси и оболочки:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \zeta \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} \right) + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial \tau}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{a_i}{a_f} \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \zeta \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} \right) \right). \quad (2)$$

Тепловой источник в (1) обусловлен химической реакцией 1-го порядка

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma (1 - \eta) \exp(\Theta / (1 + \beta \Theta)).$$

Здесь используются безразмерные величины:

$$\begin{aligned} \Theta &= (T - T_*) E / RT_*^2, \quad \beta = RT_* / E, \quad \gamma = cRT_*^2 / QE, \\ \tau &= t / t_*, \quad \xi = x / l, \quad \zeta = y / l, \quad t_* = cRT_*^2 / QEk_0 e^{-E/RT_*}, \\ l &= (a_f t_*)^{1/2}, \quad T_* = T_r - RT_*^2 / E, \quad T_r = T_n + Q / c, \end{aligned}$$

© Б. Л. Копелиович, 1993.

где  $T$  — температура;  $\eta$  — глубина превращения исходного вещества в продукты реакции;  $Q$  — тепловой эффект реакции на единицу массы;  $c$  — теплоемкость;  $a$  — температуропроводность;  $k_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $E$  — энергия активации;  $\Theta$  — безразмерная температура;  $\tau$ ,  $\xi$ ,  $\zeta$  — безразмерные временная, аксиальная и радиальная координаты; индекс  $f$  относится к топливу,  $i$  — к инерту,  $n$  — к начальному моменту,  $*$  — к масштабной величине,  $г$  — к температуре адиабатического горения.

Смесь с начальной температурой  $\Theta_n$  поджигается с торца цилиндра нагретой до  $\Theta_0$  поверхностью, которая, в отличие от [4], охватывает торец оболочки, чтобы зарождение и распространение волны горения происходило в условиях слабого теплоотвода. В остальном краевые условия для системы (1), (2) такие, как в [4]. На границе оболочки и наполнителя соблюдается равенство температур и тепловых потоков. Значение параметра  $\alpha_r = 9,1$ ,  $\gamma_r = 2,5$ ,  $\beta_1 = 1,33 > 1$  соответствует выходу на стационарный режим распространения тепловой волны в адиабатических условиях [5]. Нормированное отношение тепловых активностей термически толстой оболочки и топлива  $\epsilon = 1,58$  [6].

При решении системы (1), (2) использовался метод расщепления на расчетной сетке, подвижной в аксиальном и радиальном направлениях и адаптирующейся к характеру решения. Рассмотрим некоторые результаты численного счета, полученные на пределе горения смеси, когда при неизменной толщине оболочки  $\Delta\zeta = 567,4$  ее внутренний радиус  $\zeta_i^{lim} = 99,3$ , что в 2,5 раза выше оценки по [6]. Распределение изотерм в образце после выхода процесса на установившийся режим представлено на рис. 1. Изображенные уровни делят практически на равные части перепад между максимальной температурой продуктов реакции  $\Theta_{max}$  и температурой исходного вещества. Волна горения обнаруживается по наиболее густому расположению изотерм при  $\zeta < \zeta_i^{lim}$ . Отметим, что значение  $\Theta_{max}$  ниже температуры адиабатического горения  $\Theta_r = 1$  и периодически меняется в зависимости от времени в пределах  $0,62 < \Theta_{max} < 0,66$ .

Фронт реакции, определяемый по максимуму тепловыделения в каждой строке расчетной сетки, вблизи оси образца имеет вид плоскости, направление распространения которой совпадает с нормалью к ней. С приближением к отводящей тепло оболочке фронт искривляется, вследствие чего направление его распространения начинает расходиться с нормалью на все возрастающий угол  $\varphi$ . Изолиния глубины превращения вещества  $\eta = 0,5$  приблизительно совпадает с фронтом горения внутри наполнителя, однако на расстоянии  $\delta$  от оболочки отстает от него в аксиальном направлении более чем на шаг расчетной сетки, узлы которой густо расположены в зоне реакции. Ближе к оболочке изолиния  $\eta = 0,5$  все сильнее отстает от фронта реакции и, наконец, выходит за пределы тепловой волны. По этой причине нельзя следить за распространением волны горения, подверженной теплопотерям, по изменению положения  $\eta = 0,5$ , как принято для адиабатического процесса.

Здесь  $\delta$  представляет толщину экранирующего слоя [1, 2] на уровне элемента поверхности фронта, начиная с которого проявляется недогорание вещества и изолиния  $\eta = 0,5$  остается позади. Значение  $\delta$  меняется со временем в пределах  $3,7 < \delta < 6,3$  и сравнимо с шириной зоны реакции, а толщина слоя исходного вещества на уровне лидирующей части фронта близка к  $0,5\zeta_i^{lim}$ , что согласуется с [1, 6]. Величина угла  $\varphi$  на расстоянии  $\delta$  от оболочки с течением времени колеблется вместе с  $\delta$ , при этом  $1 < \varphi < 1,2$  (рис. 2, а).

Установившийся в образце пульсирующий режим горения [5, 7] качественно меняется в направлении от оси к оболочке. Если во внутренней области наполнителя колебания скорости распространения фронта реакции близки к гармоническим (рис. 2, б), то с приближением к периферии они становятся более релаксирующими. На удалении  $\delta$  от оболочки пульсации превращаются в чередование вспышек и депрессий. В тепловой волне на границе с инертом максимальная температура в момент вспышки не превы-

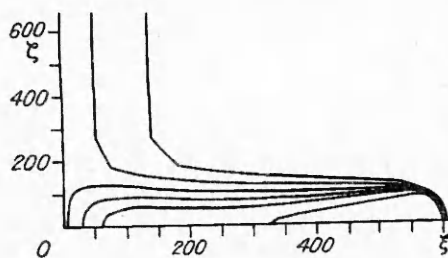


Рис. 1. Изотермы в образце радиуса  $\zeta_i^{lim} \approx 99,3$  при  $\tau \approx 10933$  (значения уровней:  $-4,78, -3,93, -2,97, -1,06, -0,10$ ).

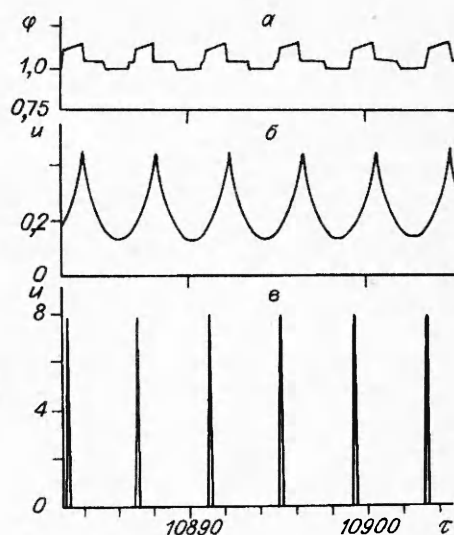


Рис. 2. Структура пульсаций угла  $\varphi$  на расстоянии  $\delta$  от оболочки (а), скорости распространения фронта реакции на оси образца (б) и на границе с инертном (в).

шает  $-1,86$ . При расширении зоны прогрева на стадии депрессии максимум тепловыделения  $\omega_{max}$  постоянный, а затем по уже разогретому веществу скачком переходит в новое положение. Сужение зоны прогрева перед  $\omega_{max}$  и повышение перепада температур в волне горения приводят к наступлению очередной депрессии, поскольку увеличивается теплоотвод в оболочку, а также в холодное вещество перед волной (рис. 2, в).

Отток тепла из химически активного вещества в стенке канала обладает резко выраженным максимумом  $J_{max}$ , который локализуется в волне горения на границе с инертном впереди максимума тепловыделения. Поступательное движение  $J_{max}$  при расширении зоны прогрева резко ускоряется при перемене положения  $\omega_{max}$  и сменяется попятным при последующем сужении зоны прогрева (рис. 3, а). Скорость перемещения  $J_{max}$  представлена на рис. 3, б.

Проследим за перемещением изолинии  $\eta = 0,5$ . Вблизи инерта колебания скорости ее распространения становятся «пилообразными» (рис. 4, 1). На границе с оболочкой, где глубина превращения  $\eta = 0,5$  достигается позади волны горения, режим колебаний время от времени теряет устойчивость. За срывом колебаний установившейся частоты, происходящим регулярно с промежутком  $\Delta\tau \approx 30$ , следуют единичные волны двойной длительности с возросшей амплитудой (рис. 4, 2). Их появление можно рассматривать как начальный этап изменения структуры колебаний, ведущего к удвоению

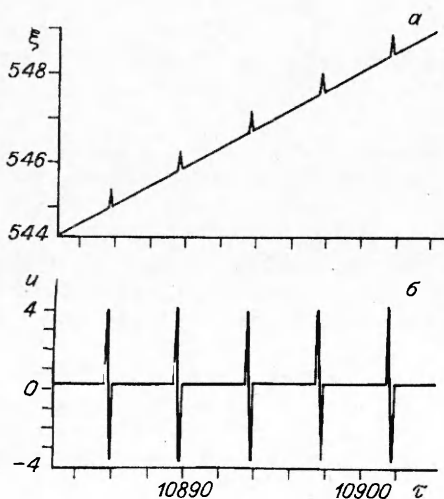


Рис. 3. Структура пульсаций продольной координаты (а) и скорости распространения максимума теплового потока  $J_{max}$  в оболочку (б).

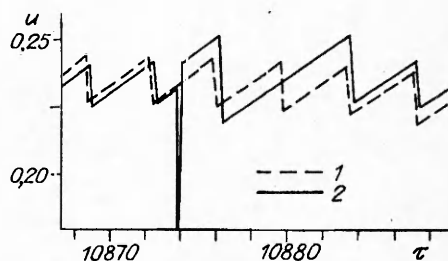


Рис. 4. Структура пульсаций скорости перемещения изолинии  $\eta = 0,5$  на расстоянии  $0,31$  от оболочки (1) и на границе с оболочкой (2).

периода. Подобная перестройка структуры пульсаций отмечена в [7] в связи с потерей устойчивости одномерного автоколебательного режима горения и в [8] при переходе от стационарного горения к хаотическому методом бифуркаций Хопфа, когда параметр, связанный с энергией активации, превышал критическое значение. Скорость волны горения в [7, 8] определялась по перемещению  $\eta = 0,5$ .

Таким образом, прослежено вызванное теплопотерями изменение динамики пульсаций скорости движения фронта реакции и расходящейся с ним изолинии  $\eta = 0,5$ . Отметим, что среднее значение скорости распространения тепловой волны на пределе горения  $u_{lim}$  понижается меньше чем в  $\sqrt{e}$  раз по сравнению с адиабатической и не укладывается в шкалу [6] для предельной скорости стационарного горения;  $u_a/u_{lim} \approx 1,26$ .

Автор глубоко признательна светлой памяти А. Г. Струниной, привлеченной ее вниманием к проблеме пространственной перестройки режимов безгазового горения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фирсов Ф. Н., Шкадинский К. Г. О горении безгазовых составов при наличии теплопотерь // ФГВ.— 1987.— 23, № 3.— С. 46—52.
2. Александров В. В., Давыденко А. А., Коваленко Ю. А. и др. О влиянии двумерности фронта при теплопотерях на пределы стационарного безгазового горения // Там же.— № 2.— С. 70—80.
3. Дворянkin А. В., Струнина А. Г. К вопросу о нестационарном горении термитных систем // Там же.— 1991.— 27, № 2.— С. 41—46.
4. Копелиович Б. Л., Нестеров А. К. Зажигание и горение безгазовой смеси в отводящей тепло цилиндрической оболочке // Там же.— 1989.— 25, № 5.— С. 5—8.
5. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Там же.— 1971.— 7, № 1.— С. 19—28.
6. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. Скорость и пределы горения термически толстого слоя конденсированного вещества при теплообмене с инертной средой // Там же.— 1989.— 25, № 5.— С. 16—25.
7. Алдушин А. П., Мартемьянова Т. М., Мержанов А. Г. и др. Автоколебательное распространение фронта горения в гетерогенных конденсированных средах // Там же.— 1973.— 9, № 5.— С. 613—626.
8. Bayliss A., Matkowsky B. J. Two routes to chaos in condensed phase combustion // SIAM J. Appl. Math.— 1990.— 50, N 2.— P. 437—459.

220328, г. Минск,  
Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова

Поступила в редакцию 11/1 1993,  
после доработки — 29/III 1993

УДК 541.126

Ю. И. Рубцов, А. И. Казаков, Л. П. Андриенко, Г. Б. Манелис

### КИНЕТИКА ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ РАЗЛОЖЕНИИ ЦЕЛЛЮЛОЗЫ

Установлены кинетические закономерности и определены температурные зависимости констант скоростей термического разложения целлюлозы различного биологического происхождения и формы. Проанализирована возможность протекания термодеструкции целлюлозы в режиме горения без участия кислорода.

Кинетические параметры термического разложения целлюлозы исследовались во многих работах, например [1—4], главным образом в открытых системах и неизотермических условиях методами термического анализа. Так как эта реакция сложная и в зависимости от условий проведения процесса может идти по ряду параллельных и последовательных путей, ее кинетические характеристики в разных экспериментах заметно различаются (например, энергия активации разложения по разным оценкам меняется от 100 до 260 кДж/моль). Изменение температуры сильно влияет не только на скорость процесса, но и на глубину протекания пиролиза, по этой

© Ю. И. Рубцов, А. И. Казаков, Л. П. Андриенко, Г. Б. Манелис, 1993.