

ростью. Для пропано-воздушной смеси максимальная скорость выгорания соответствует $\alpha=0,9$ и также нанесена штрихом. В этом случае требуется замена более 80% пропана в топливе на водород, чтобы достичь максимальной скорости выгорания. Даже по массовой доле для достижения максимальной скорости требуется в 3 раза большая замена водородом пропана, чем метана. Пропан по характеристикам горения — аналог бензина, поэтому из рис. 1 можно заключить, что эффективно процесс сжигания бедных смесей можно провести только с небольшими добавками бензина к водороду. При сжигании бедных смесей метана добавки водорода более эффективны.

Рассмотрим изменение турбулентных скоростей выгорания бедной водородно-воздушной смеси при добавлении углеводородов. Как видно из рис. 2, для водородно-воздушной смеси максимальное значение турбулентной скорости выгорания составляет 3,5 м/с при температуре продуктов 1050 К. Добавки пропана обогащают смесь, увеличивают температуру продуктов и ламинарную скорость пламени u_L , но уменьшают турбулентную скорость выгорания. На рис. 2 показано влияние замены 1/10 объемной доли водорода в смеси на метан. При этом смесь также обогащается, ее температура увеличивается, но при этом уменьшается скорость ламинарного пламени и турбулентная скорость выгорания. Если для тех же долей водорода и метана оставить температуру горения такой же, как у водородной смеси, то происходит резкое падение u_L и w . Результаты с добавками метана объясняют занижение на 30% турбулентной скорости выгорания смеси с $\alpha=4$, измеренной в работе [3] при добавлении к смеси городского газа для ионизации. Большая скорость выгорания бедной водородно-воздушной смеси с $\alpha=4$ подтверждает вывод, сделанный в [2] о влиянии числа Льюиса (отношения молекулярных коэффициентов диффузии недостающего компонента к коэффициенту температуропроводности смеси) на величину турбулентной скорости выгорания. Анализ шпирен-фотографий ламинарных пламен показывает, что в случае бедной водородно-воздушной смеси имеет место развитая ячеистая структура пламени. Добавки к такой смеси (см. рис. 2, 1) углеводорода, например смесь 6 (см. рис. 2), приводит к снижению дробления поверхности горения ламинарного пламени. По-видимому, эффективная величина числа Льюиса уменьшается при добавлении пропана или метана к бедной водородно-воздушной смеси и одновременно определяет структуру ламинарного фронта пламени и величину турбулентной скорости выгорания.

Поступила в редакцию
3/ХІІ 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М., 1957.
2. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1978, 14, 2, 33.
3. В. П. Карпов, Е. С. Северин.— В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.

О НЕУСТОЙЧИВОМ РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ ТОНКОЙ ПЛАСТИНЫ

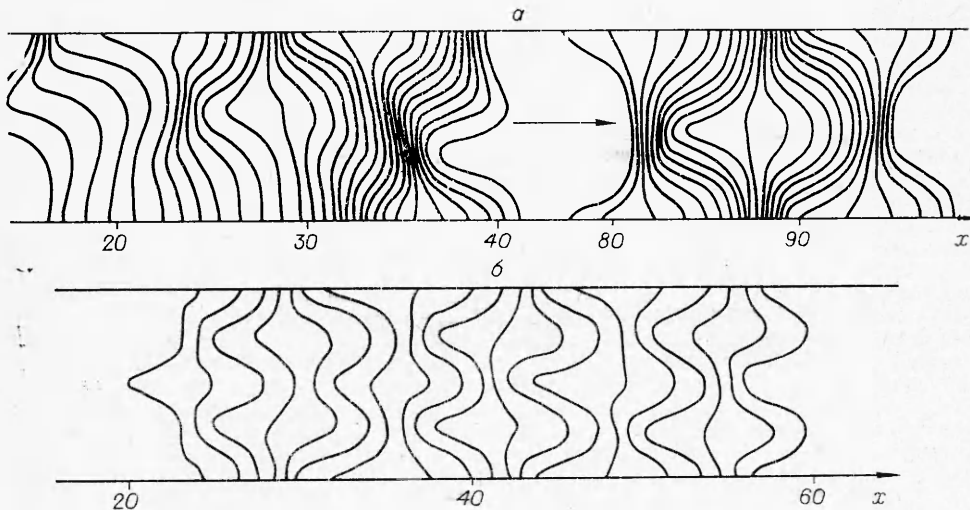
Т. П. Ивлева, К. Г. Шкадинский
(Черноголовка)

Неустойчивость фронта горения конденсированных веществ с конденсированными продуктами реакции — хорошо известный факт [1—4]. Наиболее интересными и сложными для исследования являются закономерности неустойчивого горения, характер которых зависит от свойств горючего, условий горения геометрических характеристик образца. В данном сообщении рассматривается неустойчивый режим безгазового горения достаточно длинной и тонкой пластины конечной ширины L .

Упрощая анализ, введем, подобно [5], осредненную по толщине температуру и глубину превращения, которые удовлетворяют следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} + (1 - \eta) \exp [\Theta / (1 + \beta \Theta)] - \alpha (\Theta - \Theta_n),$$

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



Пространственно-временное положение неустойчивого фронта горения; $\beta=0,08$, $\gamma=0,08$, $\Theta_n=-9,5$, $\alpha=6 \cdot 10^{-4}$.

а) $\nu=5 \cdot 10^{-4}$, $\Delta\tau=2,5$; б) $\nu=2 \cdot 10^{-4}$, $\Delta\tau=6,25$.

и краевым и начальным условиям

$$\begin{aligned} x=0, \quad 0 \leq y \leq L & \quad \Theta = \Theta_n + 1/\gamma; \\ x=\infty, \quad 0 \leq y \leq L & \quad \partial\Theta/\partial x = 0; \\ x \geq 0, \quad y=0; 1 & \quad \partial\Theta/\partial y = 0; \\ \Theta(x, y, 0) = \Theta_n(x, y), \quad \eta(x, y, 0) = 0. \end{aligned}$$

Здесь $\Theta = (T - T_*) E/RT_*^2$ — безразмерная температура; η — глубина превращения; $\tau = t/t_*$ — безразмерное время; $x = z \sqrt{c\rho/\lambda t_*}$, y — координаты; $t_* = cRT_*/|QE k \exp(-E/RT_*)$, $\beta = RT_*/E$, $\gamma = cRT_*^2/QE$, $\nu = \lambda t_*/c\rho L^2$ — безразмерные параметры; α характеризует теплоотвод. Размерные параметры: T — температура; E — энергия активации; R — универсальная постоянная; k — предэкспонент; T_* — характерная температура процесса; c — удельная теплоемкость; ρ — плотность; λ — коэффициент теплопроводности; Q — тепловой эффект; t — время; z — координата.

Будем рассматривать характеристики горения, слабо зависящие от процесса инициирования. Поэтому стадию зажигания будем стремиться сократить заданием подходящих начальных данных. В то же время ведется контроль, насколько «забывает» решение свою предысторию, насколько полученные данные отражают черты установившегося горения. Выводы о процессе делаются на основании анализа результатов численного счета.

Анализ результатов счета указывает на существование различных режимов горения. Область значений определяющих параметров (α мало, β , γ достаточно большие) отвечает устойчивому одномерному горению [6]. При α , больших некоторого критического значения, горение невозможно по причинам, указанным в [7]. При малых β и γ первоначальные возмущения не затухают, а эволюционируют с образованием динамической структуры. На рисунке *a* представлены фрагменты типичной эволюции положения фронта горения ($\eta=0,5$), начиная с момента его инициирования. Из одномерной теории горения безгазовых составов известно, что из-за относительной малости диффузионных процессов во фронте имеется избыток энтальпии (вещество прогрето, но не прореагировало). Формируется этот избыток в процессе инициирования горения и избыточное тепло «гонится» перед фронтом зоной реакции как поршнем. Проявляется избыток энтальпии при подходе фронта к адиабатической границе или при столкновении противоположно направленных фронтов. В этом случае избыточному теплу перемещаться некуда, происходит увеличение температуры, сопровождаемое вспышкой и увеличением нестационарной скорости перемещения фронта.

С наличием избытка энтальпии связано возникновение пульсирующего режима горения, заключающегося в последовательном чередовании с постоянным периодом «вспышек» и «депрессий». В настоящем случае такой режим осуществляется при малых β , γ , α и достаточно больших ν . Для широкой пластины (малое ν) одномерный фронт горения может оказаться неустойчивым относительно поперечных возмуще-

ний. Если в момент, предшествующей выходу из депрессии, возмутить фронт локальной вспышкой, то вдоль прогретого слоя исходного фронта будет распространяться новый, нестационарный фронт горения. По мере выгорания прогретого слоя температура перед нестационарным фронтом падает, соответствующие его участки переходят в состояние депрессии с образованием нового прогретого слоя. В поперечном направлении нестационарный фронт распространяется либо до выхода на адиабатическую границу, либо до столкновения с другим нестационарным фронтом. Из-за наличия избытка энтальпии в нестационарном фронте во время столкновения происходит вспышка, вещество перегревается, образуется новое высокотемпературное возмущение с образованием «отраженного» нестационарного фронта горения, что приводит к неограниченному продолжению процесса (см. рисунок, *a*).

Следует указать на существование характерного размера неоднородности, который регулируется двумя факторами. Слишком малым он не может быть из-за диссипативных процессов (малые неоднородности успевают сгладиться), слишком большим не может быть из-за существования собственного периода одномерных пульсаций (время между двумя столкновениями нестационарного фронта должно быть меньше периода одномерной пульсации). С увеличением ширины пластины размер неоднородности увеличивается до определенного предела, затем происходит увеличение числа неоднородностей (количество внутренних столкновений). Размер неоднородности зависит от свойств горючего и условий горения. Сформулированная выше тенденция иллюстрируется на рисунке, *b*.

Поступила в редакцию
21/XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 4, 49.
2. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1971, 5, 51.
3. Т. П. Ивлева, А. Г. Мержанов, К. Г. Шкадинский. Докл. АН СССР, 1977, 239, 5, 1086.
4. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1977.
5. А. И. Вольперт, С. И. Худяев. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики. М., Наука, 1975.
6. Б. В. Новожилов. Докл. АН СССР, 1961, 141, 1.
7. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 1, 159.

ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ В КАМЕРЕ С ИСТЕЧЕНИЕМ

Л. К. Гусаченко
(Гомск)

Известно, что многие унитарные (не нуждающиеся в окислителе) твердые топлива имеют довольно протяженную зону догорания в газовой фазе. Если за время пребывания в камере не успевают завершиться реакция догорания, изменяются характеристики истечения из камеры и давление в ней (см. [1]). Время пребывания зависит от конструкции камеры и расположения в ней топлива и должно вычисляться при конструировании, однако в настоящее время оно оценивается, как правило, весьма приближенно, что приводит к увеличению числа дорогостоящих экспериментов при отработке. В настоящей работе методами, применяемыми обычно для химических реакторов, вычисляется время пребывания для наиболее распространенного вида распределения топлива по камере.

1. Подходя к газогенератору, как к химическому реактору, покажем следующее: в стационарном режиме для произвольной конструкции камеры, при любом распределении в ней плотности газа (а также источников и стоков) справедливо выражение для среднего интегрального (по массовому расходу) времени пребывания

$$t_{cp} = M/M^* \quad (1)$$

Здесь M — масса газа в камере; M^* — общий массовый секундный расход газа (здесь и далее сепарация неоднородного потока, имеющая место, например, при закрутке, не учитывается). Для вывода (1) представим, что в течение времени $0 < t < dt$ весьма короткого по сравнению с t_{cp} , поступавший в камеру газ (продукты сгорания)