

модельном случае, а также динамика развития процесса распространения волны горения.

Приведем результаты некоторых расчетов. Значение критической энергии $E_{кр}$ в случае $\omega = 0$, $\nu = 2$, $Q = 10^{18}$, $d = 100$, полученное в расчетах с учетом движения вещества, равно $6 \cdot 10^8$ эрг. При $\pi_1 = 0$ $E_N \approx 10^9$. Динамика процесса распространения волны горения для тех же значений параметров представлена на рис. 5, величина начальной энергии равна $6 \cdot 10^{11}$ эрг.

Влияние тормозного излучения сказывается для моментов времени $t \sim \tau_{из}$, где $\tau_{из} \approx T^{1/2} \cdot R/A \cdot \rho$ [1]. Для значений времени, близких к $\tau_{из}$, профиль температуры становится немонотонным. Скорость движения фронта тепловой волны в стационарном режиме для $Q = 10^{18}$, $\omega = 0$, $\nu = 2$ равна 10^{10} см/с. Эта величина практически не зависит от d .

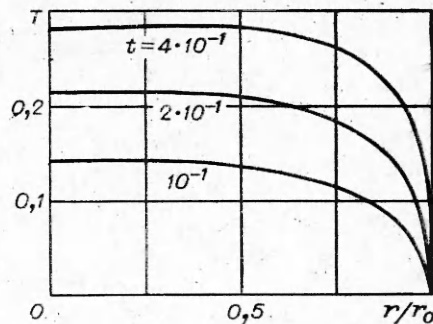


Рис. 5. Зависимость безразмерной температуры от величины r/r_0 в неавтономном случае.

Поступила в редакцию
10/XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. M. S. Chu. Phys. Fluids, 1972, 15, 3.
2. S. G. Alikhanov, I. K. Konkashbaev. Nucl. Fus., 1971, 11, 2.
3. А. Ф. Настоящий, Л. П. Шевченко. Атомная энергия, 1972, 32, 6.
4. Н. В. Змитренко, С. П. Курдюмов и др. Письма в ЖЭТФ. 1977, 26, 9.
5. S. Y. Gus'kov, O. N. Krokhin, V. B. Rozanov. Nucl. Fus., 1976, 19, 6.
6. G. S. Fraley, E. T. Linneburg a. o. Phys. Fluids, 1977, 17, 2.
7. K. A. Вгюескнер, S. Jorna. Rev. Mod. Phys., 1974, 46, 2.
8. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1963.
9. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1972.
10. А. С. Лейбензон. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, 1.
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
12. В. А. Левин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, 1.

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ТОПЛИВ ПРИ НАЛИЧИИ УЗКИХ ЗАЗОРОВ

Л. К. Гусаченко, Л. Н. Ревягин, А. В. Филиппов

(Томск)

В некоторых работах по низкочастотной неустойчивости горения в камере с истечением учитывается зависимость теплового эффекта от давления. Последняя определяется из эксперимента и может быть весьма существенной. В то же время известно, что для топлив с газообразными продуктами сгорания термодинамический расчет практически не дает такой зависимости. Противоречие устраняется, если учесть наличие у многих составов в газовой фазе довольно протяженной зоны догорания.

1. При некоторых условиях размер зоны догорания становится сравнимым с размером камеры сгорания и может даже превысить его, что и приводит к неполноте энерговыделения в камере. Например, из приведенного в [1] распределения температуры при $p = 30$ атм сле-

дует, что ее максимум находится на расстоянии $h = 4$ мм от поверхности горения. Пучок трубок из такого топлива, оставляющий $1/3$ сечения камеры свободной для прохода газа, при значении параметра Победоносцева¹ $\kappa = 4L/D = 150$ дает поток газов со скоростью, приблизительно в 50 раз ($\kappa \cdot 1/3$) превышающей таковую при горении с торца. Иначе говоря, в этом случае требуется, чтобы расстояние от конца пучка трубок до выхода из камеры превышало 20 см, в противном случае будет неполное горение.

2. Используя представление о зоне догорания, можно предсказать и некоторые другие характерные эффекты (типы теплового взрыва в проточном реакторе) при сжигании трубчатых элементов из твердого топлива в камере постоянного давления и в камере с истечением. В наиболее чистом виде эффект проявляется в камере постоянного давления. Рассмотрим горение помещенной в эту камеру топливной трубки, закрытой с одного конца и забронированной всюду, кроме боковой поверхности канала. Оценим число Re в канале на расстоянии x см от закрытого конца

$$Re = \rho u D / \mu = 4xt / \mu.$$

Здесь ρ , u — плотность и средняя по сечению скорость газа; μ — вязкость; D — диаметр канала; t — массовая скорость горения. Использован закон сохранения массы $\rho u \pi D^2 / 4 = t \pi D$, справедливый в таком виде, если пренебречь слабой зависимостью $t(x)$ за счет перепада давления и эрозионного горения. Полагая $t \approx 1$ г/(см²·с), $\mu \approx 7 \cdot 10^{-4}$ г/(см·с), получаем, что уже при $x = 1$ см достигается $Re \sim 6000$, т. е. практически во всем канале течение турбулентное.

Далее, принимая закон сопротивления Блазиуса, имеем для толщины ламинарного подслоя $\delta_x \approx 58 D Re^{-7/8}$. Можно показать, что с достаточной точностью для времени пребывания отошедшего от поверхности реакционноспособного газа в ламинарном подслое выполняется соотношение $t_x \approx \delta_x / v_s$, где v_s — скорость оттока газа от поверхности. Поскольку время релаксации (в условиях горения с торца) $t_r \approx h / v_s$, $t_x / t_r \approx \delta_x / h \approx 58 Re^{-7/8} D / h$. На расстоянии от закрытого конца $x = 1$ см при $t \approx 1$ г/(см²·с), $\mu \approx 7 \cdot 10^{-4}$ г/(см·с), $D = 0,5$ см, $h = 0,4$ см это отношение составит 0,036 и при продвижении по каналу убывает, как $x^{-7/8}$. Поэтому примем гипотезу идеального перемешивания по сечению. Считаем, что диспергированных частиц нет, а с поверхности выделяется газ с температурой T_s , в котором идет реакция догорания с тепловым эффектом Q [кал/г] и со скоростью w [г/(см³·с)]. Тогда распределения скорости u , температуры T потока и концентрации α в нем продуктов догорания найдутся из соотношений

$$\rho u = (\rho u)_{x=0} + 4tx/D, \quad T = T_s + \alpha Q / c_p, \quad d(\rho u \alpha) / dx = w. \quad (1)$$

$w = w(p, \alpha, T)$, но с учетом $p = \text{const}$, $T = T(\alpha)$ $w = w(\alpha)$. Из (1) следует уравнение для α

$$d\alpha/dx = [w(\alpha)D/4m - \alpha] / [x + (\rho u)_0 D/4m]. \quad (2)$$

Уравнение (2) имеет стационарные точки, т. е. при увеличении длины L трубки концентрация на выходе стремится к постоянной величине, определяемой из уравнения

$$\alpha = w(\alpha)D/4m. \quad (3)$$

В частности, для трубки с закрытым концом при $x = 0$, полагая в (2) $(\rho u)_0 \rightarrow 0$, получим выполнение (3) на всей длине, $\alpha = \text{const}$ во всем объеме трубки², которая является, таким образом, реактором идеального перемешивания.

¹ Параметр κ Победоносцева — отношение поверхности горения, газы от которой проходят через данное сечение, к площади этого сечения.

² Утверждение кажется парадоксальным, но оно следует из того факта, что среднее время пребывания газа в трубке не зависит от ее длины. Покажем это на примере

Допустим, что

$$\omega = k(1 - \alpha)^n p^n \exp(-E/RT) \approx k \exp(-E/RT_m) \times \\ \times p^n (1 - \alpha)^n \exp[-(E/RT_m^2)(1 - \alpha)Q/c_p]. \quad (4)$$

Здесь использовано разложение Франк-Каменецкого и обозначение $T_m = T_s + Q/c_p$. Зависимость (4) схематически изображена на рис. 1. Видно, что в зависимости от величины параметра Dp^n/m могут иметь место различные режимы и переходы между ними. В частности, взяв в камере постоянного давления достаточно малый начальный диаметр канала D , получим вначале режим неполного сгорания, а затем при достаточном увеличении D (за счет разгорания) произойдет тепловой взрыв (переход на режим почти полного сгорания). При этом датчик, поставленный, например, на выходе из трубки, должен зафиксировать скачкообразное повышение температуры газа. В камере с истечением переход с одного режима на другой будет сопровождаться скачкообразным повышением давления.

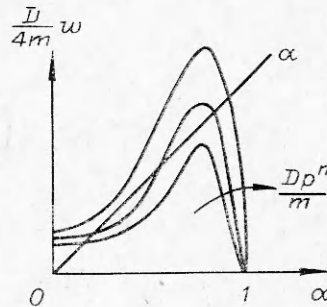


Рис. 1. К решению уравнения (4).

Обнаруженные эффекты могут быть использованы для выяснения кинетики догорания.

3. Возможность догорания за соплом (рис. 2) проверялась на камерах сгорания с теплоизоляцией, позволявших сжигать вложенные свободно или закрепленные в определенном положении одноканальные цилиндрические шашки пороха H размерами $D_H = 40$ и 17 мм, $D = 3$ мм, $l = 100$ мм. Боковая стенка двигателя имела теплоизоляцию двух видов: гладкостенную фарфоровую трубку или изготовленную из стеклоткани, скрепленной эпоксидной смолой. Внутренний и внешний диаметры теплоизоляторов выбирались таким образом, чтобы получить величину зазора от 0,5 до 2 мм и обеспечить плотную посадку теплоизолятора в лайнер.

Для воспламенения использовалась смесь мелкого дымного пороха. Конструкция камер позволяла замерять среднее давление p одновременно в донной и сопловой зонах. Запись зависимости $p(t)$ проводилась тензодатчиками ТДД-2 через тензостанцию ТА-5 на шлейфовый осциллограф Н-700. Положение датчика давления в камере не влияло на вид кривой $p(t)$.

Высокие плотности заряжения опасны из-за возможности возникновения высокочастотной [2] и низкочастотной [3, 4] неустойчивости камер сгорания. Поэтому предусматривалось обнаружение высокочастотных колебаний давления в газе. Использовался пьезодатчик мембранного типа. Съемка сигнала датчика с экрана катодного осциллографа ОК-17М проводилась кинокамерой СКС-1М. Явления неустойчивости должны быть исключены, так как они деформируют кривую $p(t)$, что может затушевать искомый эффект выноса высокотемпературной зоны горения за сопло и послужить причиной неправильных выводов. Все

несжимаемой жидкости, подаваемой в трубку через пористые стенки с массовой скоростью m г/(см²·с). при этом предполагаем перемешивание по сечению

$$\rho u = xm = \frac{4xm}{D}, \quad t = \int_x^L \frac{dx}{u} = \frac{\rho D}{4m} \ln \frac{L}{x}, \quad t_{cp} = \frac{\int_0^L t(x) dx}{L} = \frac{\rho D}{4m} \int_0^1 \ln \frac{1}{\xi} d\xi,$$

t_{cp} не зависит от L . Этот факт (независимость t_{cp} от L) имеет место и в другом предельном случае, когда течение в канале чисто ламинарное.

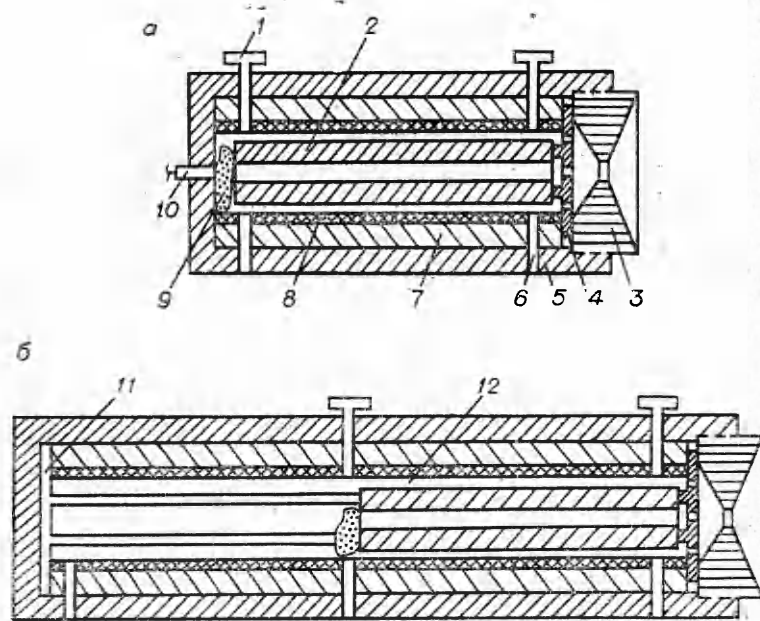


Рис. 2. Малая (а) и большая (б) камера сгорания.

1 — тензодатчик среднего давления; 2 — шашка; 3 — сопловой блок; 4 — диафрагма; 5 — корпус; 6 — отверстия запала; 7 — лайнер; 8 — теплоизоляция; 9 — воспламенитель; 10 — пьезодатчик высокочастотных колебаний; положение шашки у сопла: 11 — фиксатор шашки; 12 — зазор.

опыты проводились в отсутствие акустических и низкочастотных колебаний или при допустимой степени развития последних (рис. 3, д).

Представлялось интересным проводить опыты для различных соотношений между начальными величинами параметра Победоносцева для канала шашки κ_k и зазора κ_n . Соотношение между параметрами κ_n и κ_k определяет положение зоны раздела газового потока в камере: при $\kappa_k \approx \kappa_n$ эта зона находится у донного торца шашки, при $\kappa_k > \kappa_n$ — внутри горящего канала, при $\kappa_k < \kappa_n$ — во внешнем зазоре. Использование шашек с $D_n = 27,7; 24; 23; 17,2$ мм; $D = 7, 5, 3$ мм и $l = 100, 88, 38$ мм и камер с диаметром $D_k = 28,7; 25; 20$ мм давало соотношения

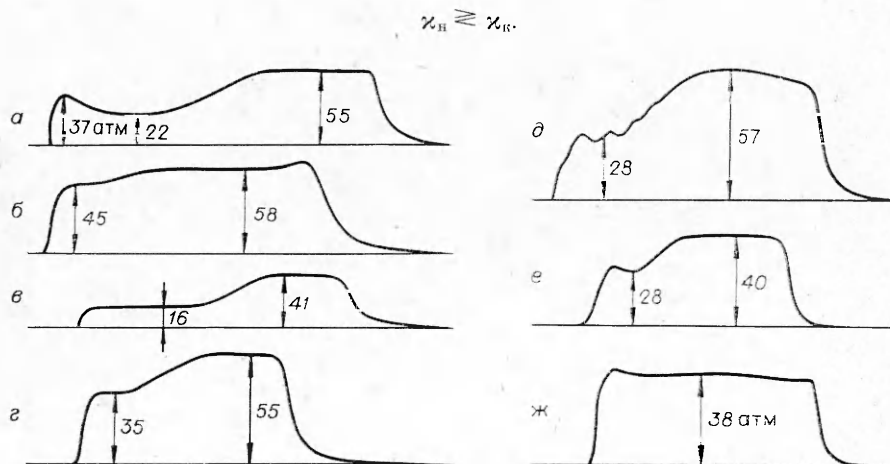


Рис. 3. Давление в камерах сгорания (обозначения приведены в таблице).

Характерное поведение кривой $p(t)$ всегда сохранялось и не зависело от соотношения этих величин.

Если зоны газофазных реакций в силу их большой протяженности не могут реализоваться в достаточно узком (для данного давления) зазоре между теплоизолированной стенкой камеры и поверхностью горения, а время пребывания продуктов неполного сгорания внутри камеры будет недостаточным для завершения горения, то должен появиться эффект аномальной работы РДТТ. Он может исчезнуть для камеры той же геометрии, но с увеличенным временем пребывания продуктов неполного горения. Предусматривалась проверка такой возможности в опытах, поставленных на большой камере с различным расположением заряда топлива: у сопла, дна камеры и в промежуточных положениях.

В опытах использовались пороха Н со скоростями горения u (мм/с) при давлении 40 ат: I — 3,7, II — 5,6, III — 7,8, IV — 9,8.

Все топлива при сжигании зарядов в условиях высокой плотности заряжания для сопел, рассчитанных на давление 45—60 ат давали характерные двухрежимные зависимости $p(t)$ (см. рис. 3, а, в, г—е). Такие зависимости получались, когда в качестве теплоизолятора использовался каркас из стеклоткани с внутренним диаметром 25 мм (см. рис. 3, а, г—е) или фарфоровые трубки с внутренним диаметром 20 и 28,7 мм (см., например, рис. 3, в). Следовательно, появление эффекта двухрежимности в опробованных вариантах не связано с диаметром камеры, свойствами материала и поверхности теплоизолятора.

Выяснение влияния на эффект двухрежимности вида теплоизолятора, воспламенителя, диафрагм, места записи кривой давления, соотношения между χ_k и χ_n , устранение высокочастотной неустойчивости, разрушающего воздействия колебаний низкой частоты было проверкой факта, не является ли двухрежимность следствием какой-нибудь из этих причин или их совокупности. Выяснилось, что причина не в этом. Непосредственной проверкой гипотезы о выносе продуктов неполного сгорания из камеры были опыты по сжиганию в большой камере заряда одного типа, расположенного сначала у сопла, а затем у дна камеры (см. рис. 2).

В первом случае камера выделяет продукты неполного горения до тех пор, пока зазор между внешним диаметром шашки и стенкой камеры (теплоизолятором) не станет достаточным для размещения в нем всех зон горения газовой фазы. По достижении этого момента давление повышается до своего расчетного значения. Если предсопловой объем камеры достаточно велик и время пребывания газообразных продуктов достаточно для завершения реакции, то кривая имеет обычный вид. Этот вывод подтверждается результатами опытов, которые приведены в таблице, где W — начальный свободный объем, W_1 — предсопловой объем, X — расстояние от сопла, внутренний диаметр шашки $D = 5$ мм, $l = 100$ мм.

Марка пороха	Размеры камеры сгорания				D_n шашки, мм	X , мм	Наличие двухрежимности	Кривые на рис. 3
	d , мм	L , мм	W , см ³	W_1 , см ³				
I	25	275	113	30	23,0	0 *	+	а
I	24	275	105	55	23,0	55	—	б
II	20	110	20	20	17,2	0 *	+	в
III	25	275	109	28	24,0	0 *	+	г
III	25	110	28	28	24,0	0 *	+	д **
IV	25	275	109	28	24,0	0 *	+	е
IV	25	275	109	85	24,0	У дна	—	ж

* Малая камера сгорания.

** Наблюдаются низкочастотные колебания.

Наблюдаемый эффект выноса продуктов неполного сгорания за сопло двигателя и обусловленный этим двухрежимный характер зависимости $p(t)$ связан с известными видами аномальной работы камер сгорания (низкочастотной неустойчивостью и «чиханием») лишь тем обстоятельством, что для всех этих явлений необходимо условие высокой плотности заряжания. В этом их общая причина, но сущность процессов различна.

Так, для режима «чихания» важно иметь большое начальное значение параметра $\kappa = 140 \div 170$, достигаемое уменьшением зазора или увеличением длины шашки. В описываемом случае величина κ не имеет определяющего значения, она может быть порядка $40 \div 60$, но необходимо иметь достаточно узкий зазор. Для возникновения эффекта, очевидно, несущественно соотношение между κ_k и κ_n . Увеличение W приводит к устранению низкочастотной аномальности. В настоящем эксперименте важно не возрастание общей величины свободного объема, а одной ее составляющей — W_1 . Малое значение именно этой части свободного объема определяет появление эффекта двухрежимности.

Переход от режима горения с низким давлением к режиму с большим давлением соответствует моменту, когда в увеличивающемся зазоре могут расположиться все газофазные зоны горения. Обработка осциллограмм дает для всех топлив величину критического зазора порядка 2—2,5 мм. Пользуясь соотношением Бори для расчетной (конечной) части кривой $p(t)$, зная на ней паспортные значения скорости горения топлива, можно определить толщину свода, сгоревшую при пониженном давлении, среднюю скорость этого горения и величину выделившегося тепла (калорийности).

Оказалось, что скорость горения здесь близка к скорости горения, полученной в приборе постоянного давления для таких же низких давлений, а значение калорийности меньше паспортной величины на 30—40%. Это говорит о том, что в приборе постоянного давления в области низких давлений скорость горения не зависела от процессов, идущих в высокотемпературной зоне пламени, а в условиях описываемых опытов на первом участке аномальной кривой $p(t)$ горение происходило в отсутствие зоны максимальной температуры.

Проводились оценочные расчеты времен релаксации прогретого слоя пороха τ_n , камеры τ_k и времени движения τ_r газов от внешней поверхности шашки на расстояние, равное толщине критического зазора. Значения величин, необходимых для расчета, брались в малой камере сгорания по параметрам участка низкого давления. Найдено, что $\tau_n \approx 0,003$, $\tau_k \approx 0,002$, $\tau_r \approx 0,0015$ с.

Таким образом, время пребывания продуктов сгорания внутри камеры оказалось сравнимым со временем, необходимым для достижения газами высокотемпературной зоны горения. Для большой камеры сгорания при положении шашки у дна время пребывания газа в камере возросло на величину, равную времени, необходимому для движения потока газов от соплового торца шашки до сопла камеры, т. е. на $\sim 0,0025$ с. Общее время пребывания увеличивалось примерно в 3 раза. Иногда для снятия эффекта достаточно было увеличить время пребывания на 50—70% (см. рис. 3, а, б).

Кроме опытов в камере сгорания с соплом проводилось сжигание образцов пороха II с $D_n = 9$ мм, $D = 5$ мм и $l = 81,5$ мм в условиях постоянного давления (14 ат). Образец горел только по поверхности канала, на выходе из которого замерялась температура газов вольфрам-рениевой термомпарой с диаметром спая 0,3 мм (рис. 4). Оказалось, что через 0,25 с поле воспла-

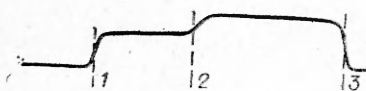


Рис. 4. Температура газов на выходе из горящего канала. 1 — воспламенение; 2 — переход на верхний температурный режим (с диаметром канала 8 мм); 3 — конец горения.

менения при достижении критического значения диаметра канала (6,8 мм) температура быстро (за 0,03 с) повышалась примерно на 30—40% и сохранялась на этом уровне до конца горения.

Авторы благодарят Ю. И. Медведева за ценные замечания, сделанные в ходе работы и при обсуждении ее результатов.

Поступила в редакцию
21/IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Мальцев, М. Саммерфилд. ФГВ, 1973, 9, 1.
2. Исследование ракетных двигателей на твердом топливе. Сборник. Под ред. Саммерфилда. М., ИЛ, 1963.
3. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1963, 1.
4. В. М. Маргулис, А. Д. Марголин и др. ФГВ, 1970, 6, 2.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ГАЗОВЗВЕСИ НА ПРОЦЕСС РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко, С. В. Горошин
(Одесса)

При исследовании процесса распространения пламени в газовзвесах частиц твердых топлив обычно исходят из предположения двухкомпонентной сплошной среды [1—3], в соответствии с которым каждой точке пространства приписывается плотность газового компонента и плотность (частичная или массовая) твердого компонента. При этом предполагается, что температура газа одинакова всюду в сечении x (x — координата, вдоль которой перемещается фронт пламени), а нагрев взвеси осуществляется от сплошной зоны горения, обычно характеризующейся температурой горения T_g , посредством теплопроводности¹. Понятно, что применимость такого подхода зависит прежде всего от того, в какой мере можно дискретную природу газовзвеси моделировать сплошной средой. Поэтому в задачах, описывающих процессы в газовзвесах с малой концентрацией частиц, например, в задачах по определению нижнего концентрационного предела распространения пламени, применение такого интегрального подхода требует особой осторожности.

В то же время имеются работы [4—6], в которых высказывается предположение об «эстафетном» характере распространения пламени. В его основе лежит представление о тепловом взаимодействии между отдельными дискретно распределенными частицами. Однако теоретической модели, подтверждающей подобный характер распространения пламени, нет. Особое значение разработка такой детальной модели имела бы в вопросе определения нижнего концентрационного предела. Как известно [7], в интегральном подходе существование нижнего предела обусловлено обратной связью между скоростью горения и теплотерями из системы. Такое термодинамическое определение предела недостаточно точно отражает особенности газовзвеси, поскольку не учитывает дискретную природу взвеси. Именно дискретно распределенные в пространстве горящие частицы создают поток тепла и в конечном счете ответственны за распространение пламени. Поэтому нижний кон-

¹ Влияние радиационных эффектов в данной работе не рассматривается.