

ЭРОЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ. ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, zarko@kinetics.nsc.ru

Существующие модели эрозионного горения гомогенных энергетических материалов не учитывают возможность радикального изменения режима горения под влиянием обдува горячей поверхности горячим газом. Речь идет о переходе от «режима газификации» при очень высоких скоростях обдува (когда скорость горения определяется в основном теплоподводом из ядра потока) к «режиму саморазогрева конденсированной фазы» при малой или нулевой скорости обдува, когда в конденсированной фазе выделяется количество тепла, достаточное для нагрева ее до температуры поверхности. Предлагается возможный путь решения проблемы. Предложенный подход позволил также дать правдоподобное объяснение известной из опытов специфической (с изломом) зависимости величины эффекта «отрицательной эрозии» от начальной температуры.

Ключевые слова: эрозионное горение, отрицательная эрозия.

ВВЕДЕНИЕ

Термин «эрозионное горение» соответствует горению энергетических материалов (ЭМ) под действием обдувающего потока горячих газов (в том числе продуктов горения такого же ЭМ). Для гомогенного ЭМ с ведущей ролью приповерхностного слоя газа пригодны относительно простая модель эрозионного горения, предложенная В. Н. Вилуновым [1], и близкая к ней модель Я. Б. Зельдовича [2]. Согласно [1, 2] относительное увеличение массовой скорости горения m за счет обдува, называемое коэффициентом эрозии $m_1 = m/m_0$, зависит от параметра $I = (v/u)/\xi^{1/2}$, известного как параметр Вилунова. Здесь ξ — коэффициент сопротивления, v — скорость обдувающего потока газа, u — скорость вдува (касательная и нормальная составляющие скорости газа у поверхности ЭМ). Если обдувающий газ поступает с поверхности S_b такого же ЭМ, горящего в близких условиях «выше по течению», то вместо v/u можно использовать геометрический параметр Победоносцева $\kappa = S_b/S_f$, где S_f — площадь проходного сечения газового потока. Впоследствии предпринимались попытки более точного описания процесса. Математическое моделирование течений с заданным вдувом в настоящее время проводят достаточно успешно [3]. Гораздо больше проблем возникает при построении моделей, позволяющих рас-

считывать параметры волны горения при наличии обдувающего потока газа. В [4] представлен приближенный способ решения проблемы на примере модели малых групп для смесевых составов, когда входящим в модель горения без обдува коэффициентам переноса придаются те значения, которые эти коэффициенты имели бы на заданном расстоянии от поверхности в потоке без горения. В последние годы выполнена серия работ [5–8] по численному моделированию нестационарных (в том числе двухфазных) течений в камере сгорания твердотопливного ракетного двигателя или газогенератора. В этих работах рассчитывается и горение ЭМ. При этом основное внимание уделяется процессам в газовой фазе: учитываются химические реакции, теплопередача, диффузия, акустические колебания, турбулентность. Но в указанных работах не предусмотрена возможность моделирования ситуации (вполне реальной, см. ниже), когда в конденсированной фазе выделяется тепла достаточно или даже больше, чем требуется для нагрева ее до температуры поверхности. Такая ситуация была рассмотрена нами при анализе моделей самоподдерживающегося горения ЭМ в отсутствие обдува [9].

Цель настоящей работы — исследовать возможность изменения локализации ведущей стадии горения ЭМ с достаточно интенсивным тепловыделением в конденсированной фазе под влиянием обдува и рассмотреть сопутствующие эффекты.

1. ЭРОЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ЭМ С СУЩЕСТВЕННЫМ ПОДПОВЕРХНОСТНЫМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕМ

Здесь и далее употребляемый для краткости термин «существенное» означает «практически достаточное» для нагрева ЭМ до температуры поверхности, что дает основание говорить о режиме «саморазогрева конденсированной фазы». Известно, что при горении без обдува это выполняется для большого числа ЭМ [9, 10], исследовавшихся до сих пор различными авторами посредством микротермопарных измерений (только при низких давлениях есть исключения: гексоген и октоген). В частности, согласно измерениям [10–27] можно сделать вывод о существенной роли подповерхностного тепловыделения при давлениях ракетного диапазона для баллистических составов, монотоплив (включая RDX, HMX, ADN, HNF, CL-20) и смесевых составов. В то же время можно полагать, что при достаточно большой скорости обдува горение переходит в газификацию, зависящую только от теплоподвода из ядра потока и практически не зависящую от «подповерхностного» тепловыделения в конденсированной фазе.

Для математического описания эрозийного горения необходимо в качестве исходной иметь модель самоподдерживающегося (без обдува) горения рассматриваемого ЭМ. Известны попытки построить такую модель, способную описывать горение при наличии существенного подповерхностного тепловыделения и даже смену режимов горения по мере изменения давления — от «саморазогрева конденсированной фазы» к ведущей роли газофазных реакций или наоборот [28–31]. Модель [29, 30] фактически содержит жесткое предположение о роли газовой фазы: учитывается только поставка из нее на поверхность горения количества тепла, необходимого для испарения не разложившейся под поверхностью части вещества, но не учитываются процессы, вызывающие диффузионное разбавление пара над поверхностью и соответствующее изменение ее температуры. Этот недостаток устранен в [31], где учтены диффузия и теплопроводность и в предположении узкой зоны реакции в газовой фазе показана возможность смены режимов при изменении исходных параметров задачи. К сожалению, все интересные эффекты (смена режимов, адиабатические пределы горения) найдены в [31] для той области пара-

метров, где возникает подповерхностный максимум температуры. При этом в модели во всей области изменения параметров использовано выражение для «твердофазной» скорости горения. При его выводе вычисляется интеграл $\int^{T_s} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) dT$, где E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, T — температура, T_s — температура поверхности. Но при появлении подповерхностного максимума температуры T_m вместо этого интеграла в выражение для скорости горения должна входить сумма

$$\int^{T_s} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) dT + 2 \int_{T_s}^{T_m} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) dT \approx \left(\int^{T_s} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) dT\right) \times \left[1 + \left(\frac{T_m}{T_s}\right)^2 e^{-\vartheta} (1 - e^{-\vartheta})\right],$$

где $\vartheta = (T_m - T_s)E/RT_m^2$ (пример решения с учетом температурного максимума дан в [32]). Ошибка не превышает нескольких десятков процентов, однако этого может оказаться достаточно для радикального изменения выводов о режимах горения.

Существуют серьезные затруднения при моделировании горения без обдува для ЭМ с существенным подповерхностным тепловыделением. Оказалось, что стационарный режим горения при этом неустойчив [9, 33]. Применительно к результатам работ [31, 32] это означает, что найденные там стационарные режимы и пределы если формально и существуют, то практически не реализуются. Вывод о неустойчивости сформулирован для моделей горения ЭМ с режимом «саморазогрева конденсированной фазы» и достаточно эффективным механизмом ограничения температуры поверхности, например, за счет испарения жидкой фазы. Неустойчивость возникает в зоне подповерхностных реакций, когда в ней выделяется тепла больше, чем нужно для нагрева конденсированной фазы до температуры поверхности, так что под поверхностью возникает максимум температуры [9, 33]. Эта

неустойчивость не описывается моделью Зельдовича — Новожилова, предполагающей квазистационарность упомянутой зоны. Неустойчивость проявляется в виде разупорядоченных колебаний параметров волны горения, фиксируемых при визуальных наблюдениях (в том числе и в области устойчивости по Зельдовичу — Новожилову) в виде движущихся по поверхности локальных зон свечения [34–38]¹.

Разупорядоченность колебаний вдоль поверхности по фазе объясняется отсутствием механизма, обеспечивающего их синхронность на всей поверхности горения. Случайным образом распределенные вдоль поверхности горения флуктуации вдува создают неоднородность картины течения в газовой фазе. Заметим, что при отсутствии синхронизирующих воздействий (например, колебаний давления) это замечание справедливо для пульсаций, вызванных любой неустойчивостью в волне горения. В частности, при неустойчивости по Зельдовичу — Новожилову при постоянном давлении тоже неизбежна неоднородность. Различие только в том, что при неустойчивости тонкой зоны подповерхностных реакций распределение температуры в зоне прогрева конденсированной фазы остается практически одномерным и стационарным, а при неустойчивости по Зельдовичу — Новожилову картина неоднородна во всех зонах волны горения. Поэтому математически безупречные исследования [39, 40], основанные на предположении об одномерности, описывают картину, далекую от реальности.

Разупорядоченные колебания вдува создают приповерхностную турбулентность с коэффициентом перемешивания $De_{ff} = \text{const}(\Delta u)^2 \times t_r$. Здесь t_r — характерное время существования флуктуации, Δu — величина флуктуации скорости оттока газа. Последняя имеет порядок средней скорости оттока, поскольку в развитых колебаниях скорость изменяется от нулевой до максимальной. Как известно, в нелинейных системах возможна и, как правило, реализуется самоорганизация случайных процессов (см., например, работу [41]). В частности, описываемые колебания могут существовать в виде мерцающих очагов или бегающих волн (то, что выше названо движущимися зонами све-

чения). Порожденная горением турбулентность около горячей поверхности обсуждалась и ранее в [42, 43], но там речь шла о возмущениях газовой фазы, вызванных неоднородностями состава ЭМ.

2. ПРИБЛИЖЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ С ОБДУВОМ

Для нахождения приближенного осредненного решения задачи о горении будем, согласно [9], считать достаточно эффективным следующий механизм нелинейного ограничения пульсаций: вызванная ими «собственная» турбулентность увеличивает тепловой поток из газа на поверхность таким образом, что при изменившихся параметрах волны горения осредненного подповерхностного тепловыделения хватает только для нагрева ЭМ до температуры поверхности. Следует отметить ограниченность предложенного подхода к описанию процессов в конденсированной фазе. Но обнадеживает тот факт, что новые представления позволили качественно верно объяснить полученную в эксперименте более 30 лет назад и до сих пор не имевшую качественной интерпретации характерную зависимость величины «отрицательной эрозии» от начальной температуры (см. § 3). Более точный тепловой баланс можно получить осреднением по времени из решения одномерной нестационарной задачи в конденсированной фазе. При сделанном предположении для осредненных величин можно использовать стационарную модель с формулой Зельдовича для конденсированной фазы (см. ниже), но с увеличенными коэффициентами переноса. Таким образом, предпринимается попытка описать процесс в области неустойчивости, вводя в стационарную модель изменения, вызванные этой неустойчивостью.

Добавление достаточно сильного касательного обдува в такой модели приводит к дальнейшему увеличению коэффициентов переноса, при этом вместо формулы Зельдовича приходится использовать формулу Мерджанова — Дубовицкого. Иначе говоря, появляется не равный нулю тепловой поток от поверхности в глубь конденсированной фазы и, как показано ниже, его доля в тепловых затратах на нагрев конденсированной фазы увеличивается с ростом эффективности тепло- и массообмена.

Рассмотрим горение ЭМ с глобальной подповерхностной экзотермической реакцией разложения нулевого порядка. Предположение о

¹ Аналогичная ситуация, как известно, имеет место в детонации: стационарный режим с плоским фронтом неустойчив, на фронте детонации реализуется нестационарная ячеистая структура.

нулевом порядке выполняется при условии достаточно эффективного вывода газообразных продуктов разложения через поверхность, например, диффузией в жидкой пленке (оценки см. в [9]). Реакция идет до конечных продуктов со скоростью $W = k_c \exp(-E/RT)$ (k_c — константа скорости подповерхностной реакции) и с тепловым эффектом Q ; под поверхностью разлагается массовая доля α всего вещества (подлежащая определению), остальное вещество испаряется с тепловым эффектом $-L$. Над поверхностью пар разлагается до тех же продуктов, но уже с тепловым эффектом $Q + L$. Массовую скорость расходования пара W_g в единице объема полагаем постоянной: $W_g = \text{const} = k_g \cdot (p/(1 \text{ атм}))^n$ (k_g — константа скорости газовой реакции). Известно [44], что такое упрощенное представление о газофазных реакциях позволяет воспроизвести в расчетах выпуклый кверху профиль температур в газовой фазе, соответствующий опубликованным термопарным измерениям, тогда как при учете одной реакции с высокой энергией активации получается не наблюдаемый в эксперименте профиль Михельсона. Учтем также различие молярных масс исходного ЭМ μ_v и конечного продукта реакций μ_{pr} (например, для октогена $\mu_v/\mu_{pr} \approx 12$, а для CL-20 $\mu_v/\mu_{pr} \approx 17$). «Собственную» турбулентность, если она имеет место², учитываем согласно сделанному выше предположению умножением коэффициентов переноса на множитель $1 + \varepsilon_0$ такой, чтобы подповерхностное тепловыделение в точности соответствовало тепловым затратам на нагрев конденсированной фазы до температуры поверхности.

Если имеет место обдув, действие порожденной им турбулентности учитываем формально умножением коэффициентов переноса на множитель $1 + \varepsilon$. Величина ε в принципе может быть найдена по заданной скорости обдува v с учетом процессов в пограничном слое, например, по [45]. Здесь мы не используем и не описываем эту громоздкую процедуру: наша «демонстрационная» модель претендует только на качественное описание эффектов, а для этого достаточно понимания, что работа [45] и другие с детальным рассмотрением пограничного слоя дают положительную зависимость $\varepsilon(v)$.

²Простейший тест «имеет или не имеет» (по знаку параметра δ) см. в приложении.

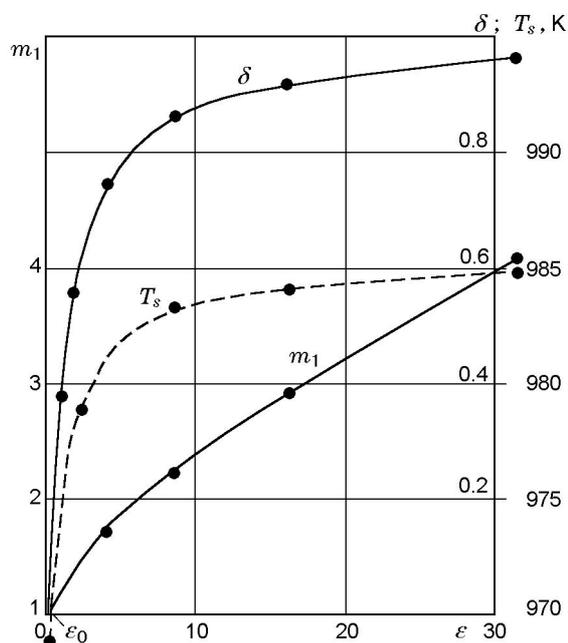


Рис. 1. Иллюстрация изменения режима горения при увеличении скорости обдува

Вывод системы уравнений приведен в приложении.

На рис. 1 показаны полученные расчетом по системе уравнений приложения зависимости некоторых параметров процесса от относительного увеличения коэффициентов переноса ε . Расчеты проведены при значениях параметров $p = 100$ атм, $T_0 = 300$ К, $Q = 800$ кал/г, $c = c_g = 0.3$ кал/(г·К), $Q_m = 20$ кал/г, $L = 80$ кал/г, $T_b = 880$ К, $E = 37000$ кал/моль, $R = 2$ кал/(моль·К), $\mu_v = 296$ г/моль, $\mu_{pr} = 29.6$ г/моль, $Le_0 = 1.05$, $k_2 = 170$, $n = 1.6$. Эта комбинация параметров выбрана только для демонстрации эффектов, рассмотренных в статье. Подбор параметров для моделирования горения конкретного состава в широком диапазоне значений p , T_0 и ε должен быть предметом специального исследования. В исходном варианте (без обдува, из этой точки выходят все три линии на рис. 1) в использованной модели для получения устойчивого стационарного режима пришлось положить $\varepsilon = \varepsilon_0 = 0.216$. Это означает, в частности, увеличение коэффициента диффузии в 1.216 раза за счет «собственной» турбулентности. Видно, что при достаточно больших ε зависимость коэффициента эрозии $m_1 = m(\varepsilon)/m(\varepsilon_0)$ от ε приближается к линейной, что соответствует представлениям о режиме «принудительной газификации».

Вид зависимости $\delta(\varepsilon)$ наглядно демонстрирует радикальное изменение режима горения от «режима саморазогрева конденсированной фазы» при малых ε до «режима газификации» при больших. Здесь δ — доля тепла, поступившего из газа сквозь поверхность, в общих затратах на нагрев конденсированной фазы до температуры поверхности.

Наконец, зависимость $T_s(\varepsilon)$ показывает увеличение температуры поверхности за счет обдува. Поскольку T_s удовлетворяет соотношению Клапейрона — Клаузиуса, при обдуве она следует за изменениями концентрации пара у поверхности. С первого взгляда, кажется, что усиление массообмена приведет к большему разбавлению отходящего от поверхности пара конечными продуктами из ядра потока. Однако расчеты показали, что этот эффект не является главным. Изменение концентрации пара у поверхности происходит в основном по другой причине: с ростом скорости обдува и увеличением δ уменьшается доля тепла $1 - \delta$, поставляемого реакциями конденсированной фазы на ее собственный нагрев до температуры поверхности. Эта величина пропорциональна массовой доле α исходного вещества, разложившегося под поверхностью. Таким образом, с ростом ε возрастает массовая доля пара в полном потоке отходящей от поверхности газовой смеси, а с ней и концентрация пара у поверхности, определяющая температуру последней.

3. ВАРИАНТ ОБЪЯСНЕНИЯ ЭФФЕКТА ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЭРОЗИИ

Явление отрицательной эрозии, т. е. уменьшение скорости горения при небольших скоростях обдува, исследовалось экспериментально [46, 47] и теоретически [45, 46, 48–50]. Известны правдоподобные объяснения эффекта для режимов горения ЭМ с ведущей ролью газовой фазы. Здесь мы предлагаем качественное объяснение отрицательной эрозии, пригодное только для ЭМ, горящих без обдува в режиме «саморазогрева конденсированной фазы».

Можно предположить, что под действием касательного (вдоль поверхности) потока структура «собственной» турбулентности будет разрушаться (тем сильнее, чем интенсивнее обдув) и поэтому будет убывать соответствующая ей часть теплового потока на поверхность. Рис. 2 иллюстрирует изложенные представления. Сплошным черным цветом в нижней части изображено твердое топливо. В обла-

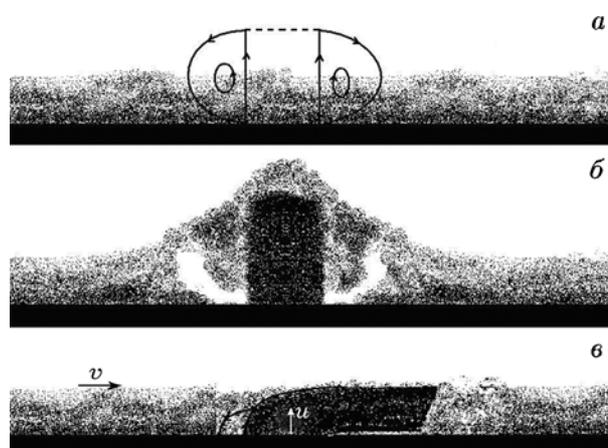


Рис. 2. К объяснению отрицательной эрозии: *a* — ситуация перед вспышкой, *б* — сразу после вспышки без обдува, *в* — сразу после вспышки, если есть обдув; сплошные линии — линии тока, штриховая линия — передняя граница «высочившего» объема газа

сти, занятой газом, постепенный переход к белому цвету соответствует повышению температуры до максимальной. Локальные вспышки на поверхности создают температурные возмущения, которые к моменту следующей вспышки в этом месте частично «размываются» (см. рис. 2, *a*). Идеализированная (без неоднородностей вдоль поверхности) ситуация изображена на рис. 2, *a* только для того, чтобы служить достаточно простым фоном эффектам рис. 2, *б*.

На рис. 2, *б* показан результат локальной вспышки. Над вспыхнувшим (и сразу погасшим) участком поверхности произошел выброс газового столбика с температурой значительно меньшей, чем максимальная. Выброс сопровождался порожденной им циркуляцией прилегающего газа. Сразу после выброса быстрое движение газа прекратилось, образовавшиеся температурные неоднородности в отсутствие обдува постепенно были размыты теплопроводностью, картина снова стала похожей на изображенную на рис. 2, *a*. Но следующая вспышка будет происходить на тех участках поверхности, над которыми произошла циркуляция газа. Для объяснения картины рис. 2, *б* (почему на участках циркуляции поменялись местами горячие и холодные зоны по сравнению с ситуацией на рис. 2, *a*) на рис. 2, *a* приведена схема движения газа. При условии, что контактирующие газовые потоки не проскальзывают, из этой схемы следует необходимость заметной

циркуляции за время выброса, что и порождает тепловую инверсию. Это обычный механизм турбулентного тепло- и массообмена.

Рис. 2, в демонстрирует снижающее тепловой поток на поверхность влияние обдувающего потока газа. Пусть скорость обдува лишь немного меньше порогового значения для классического эрозионного «положительного» горения. Иначе говоря, созданные обдувающим потоком турбулентные пульсации еще не доходят до приповерхностной газовой зоны, влияющей на процессы горения. Эта зона пока находится в ламинарном подслое. Для объяснения эффекта учтем конечность времени выброса газового столбика. Поскольку типичное пороговое значение параметра Победоносцева (отношения скорости обдува v к скорости оттока u) равно $80 \div 100$, можно утверждать, что вблизи эрозионного порога скорость обдува будет сравнима со скоростью выброса, если последняя не более чем на два порядка превышает среднюю скорость оттока газа.

Такую ситуацию иллюстрирует рис. 2, в. На нем выброшенный газовый объем имеет форму не прямоугольника, как на рис. 2, б, а скорее языка (той же площади) — благодаря искажающему влиянию обдува в течение времени выброса. Подробнее: газовые микрообъемы, двигавшиеся по левой границе «языка», имели заметную вертикальную составляющую скорости, лишь пока находились над газогенерирующим очагом горячей поверхности. Соответствующие микрообъемы правой границы практически не имели такой составляющей с самого начала. В результате в течение времени выброса возникла и действовала зона газовой циркуляции значительно меньшего (чем на рис. 2, б) размера и соответственно с меньшим эффектом тепло- и массообмена, что и объясняет «отрицательную эрозию».

Чем больше скорость обдува, тем сильнее эффект уменьшения коэффициента перемешивания и соответствующей добавки к тепловому потоку на поверхность, вызванный «собственной» турбулентностью (см. линию 1 на рис. 3). И наоборот, часть теплового потока на поверхность, созданная обдувающим потоком, с ростом скорости обдува, начиная с порогового ее значения, будет увеличиваться (см. линию 2 там же). Можно ожидать, что при увеличении скорости обдува величина суммарного коэффициента перемешивания (а с ним теплового потока на поверхность и скорости горения ЭМ)

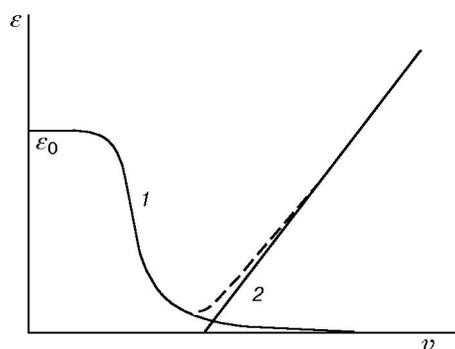


Рис. 3. Вызванное турбулентностью относительное увеличение коэффициента перемешивания в зависимости от скорости обдува v :

1 — часть, созданная «собственной» турбулентностью, 2 — часть, созданная обдувом

будет проходить через минимум.

Покажем теперь, что предлагаемая версия механизма отрицательной эрозии качественно соответствует основному результату экспериментов [47], а именно предсказывает усиление эффекта отрицательной эрозии с ростом начальной температуры и отсутствие эффекта при достаточно низкой температуре. Согласно изложенным выше представлениям ожидаемый эффект отрицательной эрозии прямо связан с величиной ϵ_0 относительной турбулентной добавки к коэффициентам переноса, которая реализуется при горении без обдува (см. рис. 3, 1). Геометрически это проявляется в том, что минимум суммы (штриховая линия) величин 1, 2 на рис. 3 близок к нулю, так что характеризующее «отрицательную эрозию» снижение коэффициентов переноса имеет порядок высоты ϵ_0 начальной «полочки» линии 1. Осталось выяснить, как величина ϵ_0 зависит от T_0 . Напомним, что «собственная» турбулентность есть реакция системы на избыток подповерхностного тепловыделения. Последнее имеет положительную зависимость от T_0 . Поэтому можно ожидать такой же зависимости и для ϵ_0 , а значит, и для эффекта отрицательной эрозии. На рис. 4 показан результат расчета зависимости $\epsilon_0(T_0)$ по системе уравнений приложения с теми же исходными данными, которые были использованы для получения рис. 1 (естественно, кроме начальной температуры T_0 , которая теперь принимает различные значения). Горизонтальный участок при начальной температуре ниже -15°C означает отсутствие «собственной» турбулентности: подповерхностного

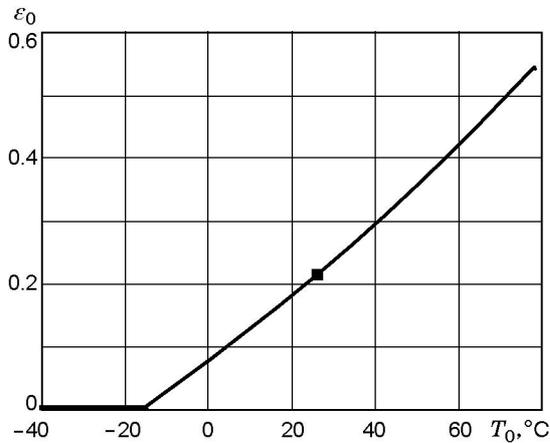


Рис. 4. Зависимость коэффициента перемешивания, созданного «собственной» турбулентностью, от начальной температуры:

квадратом показана «стартовая ситуация» (при $v = 0$) расчетов для рис. 1

тепловыделения недостаточно для нагрева ЭМ до температуры поверхности (и тем более для перегрева, который и создает в конечном счете турбулентность). В этом нагреве участвует газовая фаза с долей $\delta > 0$, применяется вариант расчета скорости горения по формуле Мержанова — Дубовицкого. Это качественно соответствует экспериментальным данным [47], где было зафиксировано исчезновение эффекта отрицательной эрозии при достаточно низкой начальной температуре.

Оценим далее диапазон изменения коэффициента эрозии $m_1 = m(\varepsilon)/m(\varepsilon_0)$. Будем полагать (см. рис. 3), что минимальное значение ε_{\min} суммарной величины турбулентных добавок к коэффициенту перемешивания мало: $\varepsilon_{\min}/\varepsilon_0 \ll 1$. Допустим также, что в область неустойчивости $0 < \varepsilon < \varepsilon_0$ на рис. 1 можно экстраполировать линию $m_1(\varepsilon)$, придавая m_1 смысл величины, осредненной во времени. Тогда выполняется соотношение

$$m_{1\min} = m_1(0) \approx 1 - \varepsilon_0 (dm_1/d\varepsilon)_{\varepsilon=\varepsilon_0}. \quad (1)$$

На рис. 5 представлено увеличенное и схематичное изображение части рис. 1. Без обдува $\varepsilon = \varepsilon_0$, $m_1 = 1$. С возрастанием скорости обдува мы приходим в точку $\varepsilon = 0$, $m_1 = m_{1\min}$ (турбулентность за счет обдува еще очень мала, а «собственная» турбулентность уже разрушена этим обдувом, при этом скорость горения минимальна). При дальнейшем увеличении скорости обдува мы снова проходим через

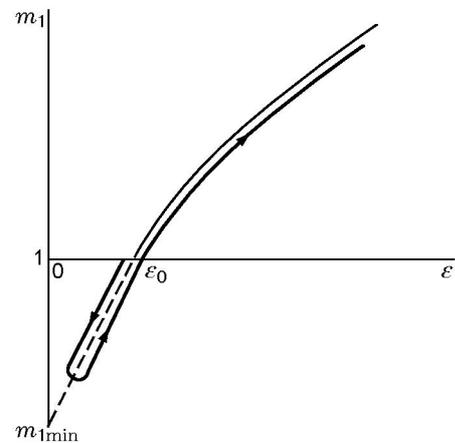


Рис. 5. Поведение величины m_1 при изменении ε :

штриховая линия — экстраполированная в зону неустойчивости часть линии $m_1(\varepsilon)$, стрелки показывают вариацию m_1 при возрастании скорости обдува начиная с нуля

исходную точку $\varepsilon = \varepsilon_0$, $m_1 = 1$, но теперь турбулентность с коэффициентом ε_0 создана только обдувом.

Сделанные предположения означают, что для величины $1 - m_{1\min}$ «отрицательного» эрозийного эффекта мы получаем оценку сверху. На рис. 6 приведены результаты расчета по формуле (1) с использованием системы уравнений приложения. Исходные данные те же, что в расчетах для рис. 4.

В [51] показано, что родственный механизм может действовать также при горении смесового состава с избытком горючего связующего и с крупнодисперсным наполнителем,

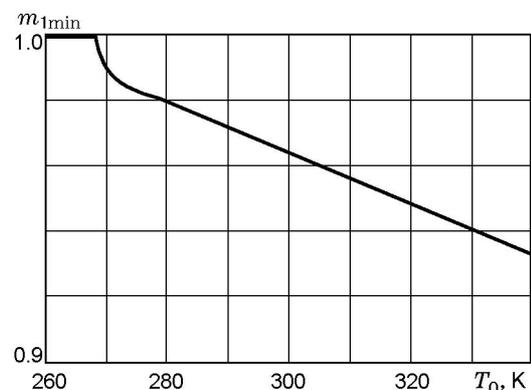


Рис. 6. Пример зависимости минимального коэффициента эрозии $m_{1\min} = \min(m_1(v))$ от начальной температуры

способным к самостоятельному горению. В этом случае вызванное обдувом конвективное перемешивание гасит локальные микропламена.

ВЫВОДЫ

Предложен вариант приближенной модели горения, описывающий при увеличении скорости обдува переход от режима горения с «саморазогревом конденсированной фазы» к режиму вынужденной газификации. Модель предсказывает рост концентрации пара над поверхностью и соответствующее увеличение ее температуры. В связи с этим представляет интерес измерение температуры поверхности горения ЭМ при обдуве. Такие измерения ранее не проводились.

Для ЭМ с существенным подповерхностным тепловыделением предложен новый механизм отрицательной эрозии на основе представлений о «собственной» приповерхностной турбулентности. При этом удастся правдоподобно объяснить обнаруженную в опытах [47] положительную зависимость величины эффекта от начальной температуры и отсутствие эффекта при достаточно низкой температуре.

Авторы выражают благодарность С. П. Иванову за помощь в подготовке статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виллюнов В. Н. К теории эрозионного горения порохов // Докл. АН СССР. 1961. Т. 136, № 2. С. 381.
2. Зельдович Я. Б. К теории горения пороха в потоке газов // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 4. С. 463–476.
3. Липанов А. М., Бобрышев В. П., А. В. Алиев и др. Численный эксперимент в теории РДТТ. Екатеринбург: Наука, 1994.
4. Renie J. P., Osborn J. R. Erosive burning // AIAA Journal. 1983. V. 21, N 12. P. 1681–1689.
5. Roh T.-S., Tseng I.-S., Yang V. Effects of acoustic oscillations on flame dynamics of homogeneous propellants in rocket motors // J. Propulsion and Power. 1995. V. 11, N 4. P. 640–650.
6. Roh T.-S., Apte S., Yang V. Transient combustion response of homogeneous solid propellants to acoustic oscillations in rocket motors // XXVII Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Inst., 1998. P. 2335–2341.
7. Apte S., Yang V. Unsteady flow evolution and combustion dynamics of homogeneous solid propellant in rocket motor // Combust. Flame. 2002. V. 131. P. 110–131.
8. Cai W., Ma F., Yang V. Two-phase vorticoacoustic flow interactions in solid-propellant rocket motors // J. Propulsion and Power. 2003. V. 19, N 3. P. 385–396.
9. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Анализ моделей горения энергетических веществ с полностью газообразными продуктами реакции // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 1. С. 24–40.
10. Зенин А. А., Финяков С. В. Характеристики волн горения гексогена при различных давлениях и начальных температурах // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42, № 5. С. 32–45.
11. Зенин А. А., Боболев В. К., Лейпунский О. И., Глазкова А. П. Исследование распределения температуры при горении перхлората аммония // ПМТФ. 1964. № 3. С. 154–158.
12. Зенин А. А. Структура температурного распределения при стационарном горении баллистического пороха // Физика горения и взрыва. 1966. Т. 2, № 3. С. 67–76.
13. Лейпунский О. И., Зенин А. А., Пучков В. М. Влияние катализатора на характеристики зоны горения конденсированного вещества // Горение и взрыв: III Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву: Сб. М.: Наука, 1972. С. 74–77.
14. Зенин А. А. Экспериментальное исследование механизма горения ТРТ и течение продуктов их сгорания: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1976.
15. Зенин А. А. Процессы в зонах горения баллистических порохов. М.: Атомиздат, 1980. С. 69–105.
16. Zenin A. A. HMX and RDX: combustion mechanism and influence on modern double-base propellant combustion // J. Propulsion and Power. 1995. V. 11, N 4.
17. Зенин А. А., Пучков В. М., Финяков С. В. Характеристики волны горения октогена при различных давлениях и начальных температурах // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 59–66.
18. Zenin A. A. Physics of AND combustion // AIAA Paper N 99-0595.
19. Zenin A. A., Finyakov S. V., Ibragimov N. G. Physics of nitrozoamine combustion as a monopropellant and as an ingredient of modern propellants // Proc. of 30th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 1999. P. 51/1–51/13.
20. Zenin A. A., Finyakov S. V. Burning wave structure and combustion mechanism of glycidilazide/nitramine mixtures // Proc. of 31st Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2000. P. 132/1–132/14.
21. Zenin A. A., Finyakov S. V. Physics of combustion of HTPB/nitramine compositions // Proc. of 32nd Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2001. P. 8/1–8/24.

22. **Zenin A. A., Finyakov S. V.** Physics of combustion of energetic binder-nitramine mixtures // Proc. of 33rd Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2002. P. 7/1–7/14.
23. **Zenin A. A., Finyakov S. V.** Combustion mechanism of new polymer/oxidizer compositions // Proc. of 34th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2003. P. 54/1–54/13.
24. **Zenin A. A., Finyakov S. V.** Physics of combustion of solid mixtures with active binder binder and new oxidizer // Proc. of 35th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2004. P. 144/1–144/16.
25. **Zenin A. A., Finyakov S. V.** Physico-kinetical combustion mechanism of new solid mixture compositions // Proc. of 36th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2005. P. 157/1–157/16
26. **Sinditskii V. P., Serushkin V. V., Filatov S. A., Egorshv V. Yu.** Flame structure of Hydrazinium Nitroformate // Combustion of Energetic Materials / K. K. Kuo, L. T. DeLuca (Eds). New York: Begell House Inc., 2002. P. 576.
27. **Синдицкий В. П., Егоршев В. Ю., Березин М. В. и др.** Закономерности горения высокоэнергетического каркасного нитрамина гексанитрогексаазаизо вюрцитана // Хим. физика. 2003. Т. 22, № 7. С. 69–74.
28. **Новожилов Б. В.** Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Докл. АН СССР. 1961. Т. 141, № 1. С. 151–153.
29. **Струнин В. А., Манелис Г. Б., Пономарев А. Н., Гальрозе В. Л.** Влияние ионизирующего излучения на горение перхлората аммония и смесевых систем на его основе // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 4. С. 584–590.
30. **Термическое разложение и горение взрывчатых веществ и порохов / Г. Б. Манелис, Г. М. Назин, Ю. И. Рубцов, В. А. Струнин.** М.: Наука, 1996.
31. **Новожилов Б. В.** Адиабатические пределы горения конденсированных систем // Докл. АН. 2001. Т. 378, № 3. С. 359–362.
32. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Перегрев в поверхностном слое при горении плавящихся энергетических веществ // Труды 21 Международного пиротехнического семинара. М.: Ин-т хим. физики, 1995. С. 298–311.
33. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Рычков А. Д.** Неустойчивость модели горения с испарением и перегревом в к-фазе // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 1. С. 43–50.
34. **Маршаков В. Н.** Применение гипотезы об очагово-пульсирующем механизме горения к анализу режимов горения пороха при спаде давления // Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву, Черногловка, 1989. С. 47–51.
35. **Ананьев А. В., Истратов А. Г., Кирсанова З. В. и др.** Неустойчивость при установившемся горении порохов и взрывчатых веществ // Химическая физика процессов горения и взрыва: XII Симпоз. по горению и взрыву. Черногловка: Изд-во РАН, 2000. Ч. I.
36. **Маршаков В. Н., Истратов А. Г., Пучков В. М.** Неоднородный фронт горения составов на основе нитроклетчатки и нитроглицерина // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 4. С. 100–106.
37. **Marshakov V. N., Istratov A. G.** Wave structure of the solid-propellant combustion front // Progress in Combustion and Detonation / A. A. Borisov, S. M. Frolov, A. L. Kuhl (Eds). M.: Torus press Ltd, 2004. CD-disk, Paper W2-2, 11 p. (Intern. Conf. on Combustion and Detonation. Zel'dovich Memorial, 30.08–03.09 2004, Moscow, Russia).
38. **Маршаков В. Н., Истратов А. Г.** Критический диаметр и поперечные волны при горении порохов // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 2. С. 72–78.
39. **Новожилов Б. В.** Хаотизация нестационарной скорости и горения пороха // Хим. физика. 2004. Т. 23, № 5. С. 68.
40. **Беляев А. А., Каганова З. И., Новожилов Б. В.** Горение летучих конденсированных систем за границей устойчивости стационарного режима // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 4. С. 60–66.
41. **Пригожин И.** Философия неустойчивости // Вопросы философии. 1991. № 6. С. 46–57.
42. **Новиков С. С., Похил П. Ф., Рязанцев Ю. С., Суханов Л. А.** Модель «перманентной нестационарности» зоны горения смесевых конденсированных систем // ПМТФ. 1968. Т. 3. С. 128–133.
43. **Зырянов В. Я., Болваненко В. М., Глозов О. Г., Гуренко Ю. М.** Турбулентная модель горения СТТ // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 6. С. 17–26.
44. **Ward M. J., Son S. F., Brewster M. Q.** Steady deflagration of HMX with simple kinetics: a new modeling paradigm // Combust. Flame. 1998. V. 114. P. 556.
45. **Булгаков В. К., Липанов А. М.** Теория эрозийного горения твердых ракетных топлив. М.: Наука, 2001.
46. **Вилюнов В. Н., Дворяшин А. А.** О закономерностях горения пороха Н в потоке газа // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 1. С. 45–51.
47. **Вилюнов В. Н., Дворяшин А. А.** О влиянии начальной температуры конденсированного вещества на величину отрицательной эрозии // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 4. С. 602.

48. Булгаков В. К., Липанов А. М. К теории горения конденсированного вещества при обдуве // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 3. С. 32–41.
49. Булгаков В. К., Липанов А. М., Камалетдинов А. Ш. Численные исследования эрозивного горения конденсированных веществ // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 6. С. 83–88.
50. Булгаков В. К., Липанов А. М., Виллюнов В. Н., Карпов А. И. О механизме отрицательной эрозии при горении твердых топлив // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 4. С. 32–35.
51. Gusachenko L. K., Zarko V. E. Peculiarities of erosive combustion in heterogeneous systems // Proc. of 35th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2004. P. 90/1–90/10.
52. Франк-Каменецкий А. Д. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Получим уравнения для сформулированной выше физической модели горения ЭМ.

Тепловые балансы под, на и над поверхностью:

$$m\Delta H - Qm\alpha = \lambda\varphi_{sc} = q_g - m(1 - \alpha)L, \quad (A1)$$

$$m(1 - \alpha)(Q + L) = m\Delta H_g + q_g.$$

Здесь m — массовая скорость горения, $\Delta H = c(T_s - T_0) + Q_m$ — тепло, потребное для нагрева ЭМ до температуры поверхности T_s (подлежащей определению), Q_m — тепловой эффект плавления, φ_{sc} — температурный градиент на поверхности со стороны конденсированной фазы, q_g — кондуктивный тепловой поток на поверхность со стороны газа (подлежащий определению), $\Delta H_g = c_g(T_{\max} - T_s)$ — тепло, потребное для нагрева газа до максимальной температуры T_{\max} . Теплоемкость c_g газовой смеси считаем постоянной. Из (A1) следует

$$(Q + L)\alpha + q_g/m = \Delta H + L, \quad (A2)$$

$$Q = \Delta H + \Delta H_g.$$

При $c_g = c$ второе соотношение (A2) задает величину T_{\max} .

Формула Мержанова — Дубовицкого для нулевого порядка подповерхностных реакций (вывод см., например, в [9]) имеет вид

$$(m\Delta H)^2 = \frac{2\lambda Q k_c \frac{RT_s^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right)}{1 - \delta^2}, \quad (A3)$$

$$\delta = 1 - \alpha \frac{Q}{\Delta H}.$$

Стационарный режим реализуется, только если величина δ положительна или равна нулю (при $\delta = 0$ получается формула Зельдовича). На поверхности выполняется уравнение Клапейрона — Клаузиуса

$$a(0) \frac{p}{1 \text{ атм}} = \exp\left(\frac{\mu L}{R} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_s}\right)\right),$$

$$\exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right) = \quad (A4)$$

$$= \left(a(0) \frac{p}{1 \text{ атм}}\right)^{E/\mu L} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right).$$

Здесь $a(0)$ — молярная доля пара над поверхностью, T_b — температура кипения при атмосферном давлении. Чтобы найти $a(0)$, выведем вначале уравнение для молярной доли пара $a(x)$. Рассматриваются над поверхностью смесь пара и продуктов его разложения, массовая скорость переработки пара W_g , г/(см³·с).

Без учета термодиффузии в любом сечении потока полный молярный поток пара есть³

$$j_v = (aV - D\nabla a)/(RT/p), \quad (A5)$$

где R — универсальная газовая постоянная, V — линейная скорость смеси, RT/p имеет смысл объема, приходящегося на один моль идеального газа (независимо от его состава); соответствующая размерности линейной скорости величина $aV - D\nabla a$ имеет смысл объемного потока рассматриваемого компонента (пара); нижний индекс v относится к пару. Тогда массовый поток пара рассчитывается по формуле

$$g_v = \mu_v j_v = (\mu_v/\mu)(am - \rho D\nabla a). \quad (A6)$$

Здесь использованы соотношения (A5) и $p/RT = \rho/\mu$, $\rho V = m$; μ , ρ — молярная масса и плотность смеси. Отношение молярных масс иногда для простоты принимают близким к 1

³См., например, [52] или любой справочник по термодинамике.

[43], однако, например, для октогена оно близко к 12 (а для CL-20 еще больше). Учтем его зависимость от a :

$$\mu = \frac{\rho}{\sum c_i} = \frac{\sum \mu_i c_i}{\sum c_i} = \sum \mu_i a_i.$$

Здесь c_i — число молей i -го компонента в единице объема, a_i — соответствующая молярная доля. В частности, в смеси пара и продукта с молярными массами m_v , m_{pr} и с молярными долями a , $1 - a$ выполняется равенство

$$\mu = \mu(a) = a\mu_v + (1 - a)\mu_{pr}. \quad (\text{A7})$$

Теперь учтем, что массовый поток пара на расстоянии x от поверхности будет полностью поглощен реакцией на пути от x до координаты «конца зоны реакций» h ; $g_v = \int_x^h W_g dx$. Далее рассматриваем частный случай $W_g = \text{const} = k_g \cdot (p/(1 \text{ атм}))^n$, так что

$$g_v = (h - x)W_g. \quad (\text{A8})$$

В частности, на поверхности горения массовый баланс пара имеет вид

$$g_v(0) = (1 - \alpha)m = hW_g. \quad (\text{A9})$$

Подставляя в (A8) соотношения (A6), (A7), получаем уравнение для a :

$$\psi \frac{da}{d\eta} + a[1 - (1 - \alpha)(1 - k)\eta] = k(1 - \alpha)\eta, \quad (\text{A10})$$

$$a_{\eta=0} = 0.$$

Здесь $\psi = \rho D/mh$, $\eta = 1 - x/h$, $k = \mu_{pr}/\mu_v$. Далее произведению ρD присваиваем некоторое среднее по зоне реакции значение⁴. Для получения максимально компактной записи решения выгодно ввести новый аргумент ξ такой, чтобы левая часть (A10) приняла вид $da/d\xi - 2a\xi$. Это выполняется при $\xi = [1 - (1 - \alpha)(1 - k)\eta]/d$, $d = \sqrt{2\psi(1 - \alpha)(1 - k)}$. Теперь (A10) принимает вид

$$\frac{da}{d\xi} - 2a\xi = \frac{(\xi - 1/d)2k}{1 - k}, \quad a_{\xi=1/d} = 0. \quad (\text{A10}')$$

При допущении $\rho D = \text{const}$ решение имеет вид

⁴ $D \sim T^{3/2}/p$, $\rho \sim \mu/RT$, $\rho D \sim \mu T^{1/2}$. Если, например, на ширине зоны реакций значение T увеличивается в четыре раза, а μ уменьшается в два раза, то ρD не изменяется.

$$\frac{1 - k}{k} a = -1 + e^{\xi^2 - 1/d^2} -$$

$$-\frac{\sqrt{\pi}}{d} e^{\xi^2} \left[\text{erf}(\xi) - \text{erf} \frac{1}{d} \right]. \quad (\text{A11})$$

Для температуры получим уравнение в виде теплового баланса (на расстоянии x от поверхности), который по аналогии с (A8) можно записать в виде

$$q(h) - q = (Q + L)(h - x)W, \quad (\text{A12})$$

где q — «полный» тепловой поток,

$$q = mc_g(T - T_s) - \lambda_g \frac{dT}{dx}. \quad (\text{A13})$$

Граничное условие $T(h) = T_{\max}$. Решение (A12), (A13) при $\lambda_g = \text{const}$ имеет вид

$$\vartheta = (1 - \alpha) \times \left[\frac{\psi}{\text{Le}} \left(\exp \left(\eta \frac{\text{Le}}{\psi} \right) - 1 \right) - \eta \right] \frac{Q + L}{\Delta H_g}. \quad (\text{A14})$$

Здесь $\vartheta = (T_{\max} - T)/(T_{\max} - T_s)$, $\text{Le} = \rho D c_g / \lambda_g$. Требование $T_{x=0} = T_s$ дает связь величин ψ/Le , α , T_s :

$$1 = (1 - \alpha) \left[\frac{\psi}{\text{Le}} \left(\exp \frac{\text{Le}}{\psi} - 1 \right) - 1 \right] \frac{Q + L}{\Delta H_g}. \quad (\text{A15})$$

Таким образом, для шести неизвестных m , h , α , T_s , ψ , $a(0)$ имеем шесть уравнений: (A3) $m(\alpha, T_s)$; (A4) $T_s(a(0))$; (A11) $a(0)(\alpha, \psi)$; $\psi = \rho D/mh$; (A9) $(1 - \alpha)m = hW$; (A15) $\alpha(\psi, T_s)$.

Учтем также возможное увеличение коэффициентов переноса D , $\lambda_g/c_g\rho$ за счет турбулентности, вызванной обдувом или неустойчивостью (см. [9, 51]). Турбулентная добавка для обоих коэффициентов переноса одинакова, и только для удобства записи ее обозначим как εD , так что

$$\rho D = (\rho D)_0 (1 + \varepsilon),$$

$$\text{Le} \approx \frac{D_0 + \varepsilon D_0}{(\lambda_g/c_g\rho)_0 + \varepsilon D_0} = \text{Le}_0 \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon \text{Le}_0}, \quad (\text{A16})$$

$$\text{Le}_0 = \left(\frac{c_g \rho D}{\lambda_g} \right)_{\varepsilon=0}.$$

Исключая из приведенной системы уравнений величину h , получаем «газофазное» выражение для m :

$$m = k_3 \left(\frac{p}{1 \text{ атм}} \right)^{n/2} \sqrt{\frac{1 + \varepsilon}{\psi(1 - \alpha)}}, \quad (\text{A17})$$

$$k_3 = \sqrt{k_g(\rho D)_0}$$

(оно становится «рабочим» в случае ведущей роли газовой фазы, т. е. при $\alpha \ll 1$).

Простыми преобразованиями получена система трансцендентных уравнений (A18)–(A25) для неизвестных T_s , $a(0)$, d , ξ_1 , α , ε , ψ , Le , δ , удобная для решения с помощью программы Mathcad:

$$\frac{1}{T_s} = \frac{1}{T_b} - \left(\frac{R}{\mu L} \right) \ln \left(a(0) \frac{p}{1 \text{ атм}} \right), \quad (\text{A18})$$

$$1 = \frac{k_2}{1 + \varepsilon} \left(\frac{T_s}{T_s - T_0 + Q_m/c} \right)^2 \times \quad (\text{A19})$$

$$\times \frac{[a(0)(p/1 \text{ атм})]^{E/\mu L} (p/1 \text{ атм})^{-n}}{1 - \delta^2} (1 - \alpha)\psi,$$

$$\delta = 1 - \alpha Q / [c(T_s - T_0) + Q_m], \quad (\text{A20})$$

$$\frac{1 - k}{k} a(0) = -1 + e^{\xi_1^2 - 1/d^2} -$$

$$- \frac{\sqrt{\pi}}{d} e^{\xi_1^2} \left[\text{erf} \xi_1 - \text{erf} \frac{1}{d} \right], \quad (\text{A21})$$

$$\xi_1 = \xi_{\eta=1} = [1 - (1 - \alpha)(1 - k)] / d, \quad (\text{A22})$$

$$d = \sqrt{2\psi(1 - \alpha)(1 - k)}, \quad (\text{A23})$$

$$\frac{Q - c(T_s - T_0) - Q_m}{(Q + L)(1 - \alpha)} = \frac{\psi}{\text{Le}} \left(\exp \frac{\text{Le}}{\psi} - 1 \right) - 1, \quad (\text{A24})$$

$$\text{Le} = \text{Le}_0 \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon \text{Le}_0}. \quad (\text{A25})$$

Здесь

$$k_2 = \frac{2\lambda}{c(\rho D)_0} \frac{k_c}{k_g} \frac{QR}{cE} \exp \left(\frac{-E}{RT_b} \right). \quad (\text{A26})$$

Формула (A19) получена исключением m из (A3), (A17). Для решения задачи без обдува задаем вначале $\varepsilon = 0$ и исключаем эту величину из числа искомых переменных. Если после итераций получится $\delta < 0$ (что означает существование подповерхностного максимума температуры и неустойчивость), задаем $\delta = 0$, исключаем эту величину из числа искомых переменных (а ε включаем) и решаем снова. В обоих случаях число уравнений равно числу неизвестных. В случае обдува величину ε считаем заданной и решаем по первому варианту. Таким образом моделируется предложенный в [9] механизм ограничения неустойчивости (при переходе к формуле Зельдовича) за счет возникновения турбулентности и соответствующего увеличения коэффициентов переноса.

После выполнения расчета можно найти, например, по (A17) скорость горения, а из (A2) тепловой поток: $q_g/m = c(T_s - T_0) + Q_m + L - \alpha(Q + L)$.

Поступила в редакцию 16/V 2006 г.