

вышает, как показали измерения, десятых долей миллиграмма. Все это говорит об отсутствии экранировки лазерного излучения продуктами разлета мишени при ее облучении квазистационарным импульсом, что значительно повышает коэффициент использования такого импульса при решении научных и технических задач.

На поверхности образца разрушение отсутствует, а в зоне воздействия имеется оплавленная область, внешний поперечник которой в 2—3 раза превосходит диаметр кратера, полученного с той же энергией и степенью фокусировки при пиковом воздействии.

На фиг. 3 дана фотография облученной поверхности иодидного циркония, на которой отчетливо видны зоны различных кристаллических структур — в частности столбчатой структуры — обусловленные чисто тепловыми факторами. Изменение формы поверхности объясняется процессами отвердевания металла в ванне расплава. Резкого повышения твердости в районе воздействия луча, какое имело место при пиковом облучении, не наблюдалось.

3. Таким образом, механизм квазистационарного взаимодействия лазерного излучения с металлами, качественно можно представить себе так. В отличие от импульса с пиковой структурой при квазистационарном импульсе время воздействия равно 10^{-3} сек. На 1—2 порядка уменьшается плотность потока при неизменной энергии излучения лазера, и скорость нагрева металла становится сравнимой по величине со скоростью отвода тепла за счет теплопроводности, которая начинает играть основную роль в процессе передачи энергии.

Можно считать, что применение режима пиковой генерации может дать хорошие результаты там, где нужно испарить или разрушить вещество, и крайне затруднено при решении задач, связанных с процессами, где основную роль должен играть механизм теплопроводности, например, при сварке или плавлении металлов. Здесь предпочтительнее следует отдать применению режима квазистационарной (беспиковой) генерации лазера на твердом теле.

В заключение авторы благодарят С. П. Анохова за помощь в эксперименте.

Поступила 12 I 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагинский В. Б., Минакова И. И., Руденко В. Н. Некоторые механические эффекты при взаимодействии импульсного электромагнитного излучения с металлами. Ж. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 6. 4
2. Жиряков Б. М., Фаннибо А. К., Юрышев Н. Н. Некоторые деформационные эффекты взаимодействия лазерного излучения с металлом. ПМТФ, 1967, № 4.
3. Аверьянова Т. М., Миркин Л. И., Филипецкий Н. Ф. Действие светового луча на дислокационную структуру кристаллов. ПМТФ, 1966, № 1.
4. Зубарев Т. Н., Соколов А. К. Зависимость от времени вынужденного излучения в рубиновом лазере со сферическими зеркалами. Докл. АН СССР, 1964, т. 159, № 3.

МОДЕЛЬ «ПЕРМАНЕНТНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ» ЗОНЫ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

С. С. Новиков, П. Ф. Похил, Ю. С. Рязанцев, Л. А. Суханов

(Москва)

В работах [1,2] начаты исследования влияния одной из существенных особенностей механизма горения конденсированных смесей в зоне присущей зоне горения нестационарности, обусловленной гетерогенной, статистической структурой конденсированной фазы (k -фазы) на скорость горения. Хотя средняя скорость горения при достаточном измельчении и перемешивании компонентов и при неизменных внешних условиях (давлении и температуре) остается постоянной в процессе горения данного образца, тем не менее, микроструктура зоны горения имеет флуктуационный характер. В системе отсчета, жестко связанной со средним уровнем горячей поверхности во всякой точке с фиксированными координатами по мере сгорания вещества k -фазы, будут появляться то горючее, то окислитель. Окислитель и горючее даже в стационарных условиях имеют различную скорость горения, поэтому мгновенная скорость горения не может оставаться постоянной, а поверхность конденсированной фазы не может оставаться плоской. Если окислителем является перхлорат аммония, то он способен к самостоятельному горению [3], тогда как участки горючего могут гореть лишь при подводе окислителя (обычно это осуществляется путем молекулярной диффузии). Возможен также случай (например, бидисперсные системы [4] или случай плавящихся на горячей поверхности окислителя и горючего), когда участки, обогащенные горючим, также способны к самостоятельному горению и обладают при данных внешних условиях своей характерной стационарной скоростью горения.

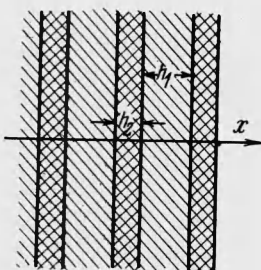
На фиг. 1 схематически изображены конденсированная фаза и горящая поверхность смесевой системы. Вдоль оси x расположены последовательно участки горючего (заштриховано, 2) и окислителя (не заштриховано, 1). Для расчета средней скорости движения горячей поверхности вдоль оси x необходимо получить усредненное решение сложной неоднородной и нестационарной задачи о теплопроводности, диффузии и химическом реагировании в неоднородной среде со случайным распределением компонент. Эта задача по своей природе — статистическая, так как даже если частицы окислителя имеют правильную (например сферическую) форму их, распределение в пространстве в общем случае — случайное.

Ввиду большой сложности математической задачи о распространении волны горения в гетерогенной статистической среде, представляет интерес исследование упрощенных модельных задач, например задачи о горении слоистой конденсированной системы, в которой свойства конденсированной системы изменяются только в направлении, перпендикулярном фронту горения. Пренебрежем статистической природой задачи и будем считать, что расположение участков веществ 1 и 2 имеет правильный периодический вид (фиг. 2).

Обозначим через \bar{u}_1 и \bar{u}_2 стационарные скорости горения веществ 1, 2. При этом предполагается, что обе компоненты способны к самостоятельному горению. Примером такой системы может служить образец из двух чередующихся различных слоев пороха.

Если толщины слоев горючих веществ 1, 2 (h_1 и h_2) достаточно велики, то, очевидно, средняя скорость горения может быть приближенно рассчитана по формуле

$$\bar{u} = \bar{u}_1 \bar{u}_2 \frac{h_1 + h_2}{\bar{u}_1 h_1 + \bar{u}_2 h_2}$$



Фиг. 2

В общем случае эта простая формула несправедлива, так как скорость распространения фронта горения в слоистой системе, изображенной на фиг. 2, не будет равной \bar{u}_1 в веществе 1 и \bar{u}_2 в веществе 2. При прохождении фронта горения через границу 1—2 будет иметь место переходный режим перестройки скорости горения от \bar{u}_1 к \bar{u}_2 . Из теории горения порохов и взрывчатых веществ Я. Б. Зельдовича [5] известно, что переходные процессы при горении конденсированных систем существенно зависят от структуры так называемого прогретого слоя конденсированной фазы. Горение отдельных тонких пластинок пороха исследовалось в рамках теории Зельдовича в работе [6]. Если толщина пластинки становится сравнимой с эффективной толщиной

прогретого слоя, равной $x_T = \kappa / \bar{u}$, где κ — коэффициент температуропроводности пороха, то скорость горения заметно отличается от своего стационарного значения.

Таким образом, в окрестности каждого контакта 1—2 имеется переходная зона, толщина которой равна нескольким x_T . Следует иметь в виду, что переход горения из вещества 1 в вещество 2 не всегда возможен. Так, согласно теории воспламенения твердых ракетных топлив [7, 8], необходимым условием воспламенения является достижение на поверхности некоторого значения температуры T_s и градиента температуры, не превышающего определенного критического значения. Таким образом, при переходе волны горения из вещества 1 в вещество 2 воспламенение вещества 2 может происходить лишь при условии $T_{s1} > T_{s2}$ и значении градиента температуры на границе ниже критического. При этом, очевидно, что температура T_{s2} на поверхности контакта 1—2 будет достигнута раньше момента прихода в эту точку фронта газификации вещества 1. Если при этом градиент температуры на границе веществ 1 и 2 будет ниже критического, то воспламенение вещества 2 может произойти еще до полного выгорания вещества 1. В случае реальной конденсированной смеси рассмотренный механизм может обуславливать дополнительное диспергирование вещества k -фазы. В отличие от обычного механизма диспергирования [9], связанного с наличием интенсивной экзотермической реакции в конденсированной фазе, указанный механизм может иметь место и в химически инертной, но обязательно гетерогенной конденсированной среде.

Отметим, что при $T_{s1} \neq T_{s2}$ распространение фронта горения в одномерной, слоистой системе в отсутствие тепловыделения в k -фазе невозможно, так как при переходе из среды 2 в среду 1 должно происходить потухание ($T_{s1} > T_{s2}$). В реальной системе такого потухания не происходит по двум причинам: а) неоднородная структура k -фазы обеспечивает подвод тепла и недостающего компонента с соседних участков горячей поверхности и б) в большинстве случаев горение протекает с заметным

тепловыделением в k -фазе (Похил) [9], так что условия воспламенения—потухания отличны от условий, получаемых в рамках теории Я. Б. Зельдовича. Поэтому экспериментальное исследование характеристик горения одномерной, слоистой системы, составленной из попарно чередующихся слоев топлива с существенно различными скоростями горения, представляет интерес не только с точки зрения моделирования перманентной нестационарности зоны горения смесевых конденсированных систем, но и как пример горения системы, в которой сама возможность горения определяется реакцией в k -фазе. Даже в том случае, когда вещества 1 и 2 обладают близкими по величине стационарными скоростями горения, зона горения будет «перманентно-нестационарной», если теплофизические характеристики этих веществ будут достаточно сильно различаться между собой. В качестве такой пары можно указать, например, металлизированный и неметаллизированный баллиститный порох. При довольно близких характеристиках процесса горения коэффициент теплопроводности таких порохов может быть существенно различным. Условием, необходимым для того, чтобы ожидаемый эффект нестационарности зоны горения мог проявиться в достаточной для экспериментального обнаружения степени, является соизмеримость толщины элементарного слоя h с характерным размером прогретого слоя в веществах 1 и 2. При выполнении этого условия скорость горения системы на любом ее участке будет нестационарной. Приняв в качестве характерных значений теплофизических параметров k -фазы значения коэффициента теплопроводности $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ кал/см.сек.град, $\rho = 1.5$ г/см³, $c_p = 0.33$ кал/г.град, для скоростей горения 1 и 10 мм/сек получим $x_{T1} = 0.1$ мм, $x_{T2} = 0.01$ мм; хотя экспериментальные трудности получения системы с характерной толщиной слоя порядка 0.1 мм велики, они, по-видимому, в принципе преодолимы. Отметим, что характерные размеры частиц в реальных смесевых системах лежат в диапазоне 10-100 мк, поэтому эффект нестационарности зоны горения играет здесь существенную роль.

Прямым следствием нестационарности зоны горения смесевых систем является вывод о неприменимости «постулата двух температур» [10] к случаю горения реальной конденсированной смеси, имеющей статистическую структуру k -фазы, так как основное требование постулата — равенство скоростей газификации окислителя и горючего — в реальных условиях может не выполняться.

Следует иметь в виду, что учитываемая в этой модели нестационарная теплопроводность в направлении «вдоль» зоны горения не исчерпывает причин нестационарности зоны горения смесевых систем. Существенную роль в механизме горения играют нестационарные процессы теплопередачи в направлениях, перпендикулярных вектору средней скорости распространения фронта горения. В литературе [11] рассматриваются только процессы диффузионного смешения компонентов в зоне горения, тогда как не меньшую роль должны играть процессы «поперечного» теплообмена.

Рассмотрим, далее, простой пример режима горения слоистой системы. Будем считать, что характеристики двух топлив, из которых составлена многослойная система, одинаковы, за исключением одного параметра — коэффициента температуропроводности. Примем, что изменение коэффициента температуропроводности от слоя к слою имеет плавный характер и описывается функцией

$$\kappa(x) = \kappa_0 + \kappa_1 \sin kx \quad (1)$$

Предположим также, что отношение κ_1/κ_0 — малая величина, и для расчета скорости средней скорости горения, обусловленного переменностью коэффициента теплопроводности, воспользуемся техникой вычислений, разработанной Б. В. Новожиловым [12], следуя теории нестационарной скорости горения Я. Б. Зельдовича [5].

В случае горения порохов при гармонически меняющемся внешнем давлении уравнение теплопроводности в конденсированной фазе, записанное в лабораторной системе координат, имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa(x) \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (2)$$

Конденсированная фаза занимает области

$$x \leq x_s = \int_0^t u(\eta) d\eta$$

Граничные условия для уравнения (2) выражают постоянство температуры на поверхности и в глубине конденсированной фазы

$$T(x_s) = T_s, \quad T(-\infty) = T_0 \quad (3)$$

Условие постоянства температуры на горячей поверхности фактически означает, что процесс горения конденсированной системы описывается моделью Я. Б. Зельдовича — А. Ф. Беляева [5].

Нестационарная скорость горения $u(t)$ является функцией давления и градиента температуры на поверхности конденсированной фазы [5, 13]

$$u(t) = \Phi(p, (\partial T / \partial x)_s) \quad (4)$$

Будем исходить из предположения, что стационарная зависимость скорости горения от давления и начальной температуры может быть описана формулой

$$\bar{u} = f(p)e^{\beta T_0} \quad (5)$$

Тогда, согласно [5, 13], нестационарный закон горения (4) получим, выразив начальную температуру в (5) через величину градиента температуры на горячей поверхности при помощи формулы

$$T_0 = T_s - \frac{\kappa}{u} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_s \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5), найдем связь нестационарной скорости горения с градиентом температуры на горячей поверхности

$$u = f(p) \exp \left[\beta T_s - \frac{\kappa}{\bar{u}} \beta \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_s \right] \quad (7)$$

Для решения задачи удобно перейти в движущуюся систему координат, связанную с горячей поверхностью

$$x' = x + \int_0^t u(\eta) d\eta, \quad t = t'$$

В новой системе координат уравнения (2), (7) и условие (3) примут вид

$$\frac{\partial T}{\partial t'} + u(t') \frac{\partial T}{\partial x'} = \frac{\partial}{\partial x'} \left[\kappa(x', t') \frac{\partial T}{\partial x'} \right], \quad x' \leq 0, \quad t' > 0 \quad (8)$$

$$x'_s = 0, \quad T'_{x'_s=0} = T_s, \quad T(-\infty) = T_0 \quad (9)$$

$$u = f(p) \exp \left[\beta T_s - \frac{\kappa}{\bar{u}} \beta \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_s \right] \quad (10)$$

В дальнейшем все рассмотрение ведется в движущейся системе координат, причем штрихи для краткости записи опускаются. Невозмущенное распределение температуры, соответствующее случаю $\kappa_1 = 0$, определяется формулой

$$\bar{T}(x) = T_0 + (T_s - T_0) \exp((\bar{u} / \kappa_0)x) \quad (11)$$

где \bar{u} — стационарная скорость горения при $\kappa_1 = 0$. В безразмерных переменных

$$\xi = \frac{\bar{u}}{\kappa_0} x, \quad \tau = \frac{u^2}{\kappa} t, \quad \vartheta = \frac{T - T_0}{T_s - T_0}, \quad v = \frac{u}{\bar{u}}, \quad \Omega = k \frac{\kappa_0}{u}$$

вместо (1), (5), (6), (8) и (7) получим

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = 1 + \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \sin \left[\Omega \left(\xi - \int_0^\tau v(\eta) d\eta \right) \right] \quad (12)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} + v(\tau) \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\kappa(\xi, \tau)}{\kappa_0} \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \right], \quad (\xi \leq 0) \quad (13)$$

$$\vartheta(0) = 1, \quad \vartheta(-\infty) = 0, \quad \bar{\vartheta} = e^\xi \quad (14)$$

$$v\bar{u} = f(p) \exp \left[\beta T_s - \frac{\kappa \varepsilon}{\kappa_0 v} - \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \right)_0 \right], \quad (\varepsilon \equiv \beta(T_s - T_0)) \quad (15)$$

Учитывая, что $\kappa_1 / \kappa_0 \ll 1$, используем при решении задачи (12) — (15) метод последовательных приближений, представив решение, в виде

$$\begin{aligned} \vartheta(\xi, \tau) &= \bar{\vartheta}(\xi) + \delta\vartheta^{(1)}(\xi, \tau) + \delta\vartheta^{(2)}(\xi, \tau) + \dots \\ v(\tau) &= 1 + \delta v^{(1)}(\tau) + \delta v^{(2)}(\tau) + \dots \\ \delta\vartheta^{(1)}, \delta\vartheta^{(2)} &\sim \kappa_1 / \kappa_0, \quad \delta\vartheta^{(2)}, \delta v^{(2)} \sim (\kappa_1 / \kappa_0)^2 \end{aligned} \quad (16)$$

Величины $\delta\vartheta^{(1)}$ и $\delta v^{(1)}$ будут линейным возмущением стационарного решения. Очевидно, что в линейном приближении зависимость возмущений от времени — гармоническая, с безразмерной частотой Ω , а средняя скорость горения остается неиз-

менной. Для расчета изменения средней скорости необходимо рассматривать более высокие, нелинейные приближения, так как уже во втором приближении, по аналогии с теорией нелинейных колебаний, можно ожидать появления «комбинационных» частот 2Ω и 0 , т. е. постоянной составляющей. Получим решение задачи в первом и во втором приближении. Подставляя (16) в (12) — (15) и пренебрегая членами, имеющими порядок малости выше первого, найдем уравнения и условия для возмущений $\delta\theta^{(1)}$, $\delta v^{(1)}$, которые могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial^2 \delta\theta^{(1)}}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \delta\theta^{(1)}}{\partial \xi} - \frac{\partial \delta\theta^{(1)}}{\partial \tau} = \delta v^{(1)} e^{\xi} - \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \frac{\partial}{\partial \xi} [e^{\xi} \sin \Omega (\xi - \tau)] \quad (17)$$

$$\delta\theta^{(1)}(0, \tau) = \delta\theta^{(1)}(-\infty, \tau) = 0 \quad (18)$$

$$g\delta v^{(1)} = \left(\frac{\partial \delta\theta^{(1)}}{\partial \xi} \right)_0 - \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \sin \Omega \tau \quad \left(g = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right) \quad (19)$$

Решение задачи (17) — (19) целесообразно искать, используя комплексное представление величин $\delta\theta^{(1)}$ и $\delta v^{(1)}$

$$\delta v^{(1)} = \theta(\xi) e^{i\Omega \tau}, \quad \delta v^{(1)} = V e^{i\Omega \tau} \quad (20)$$

где $\theta(\xi)$ и V — комплексные амплитуды. При этом линейные возмущения температуры и скорости определяются действительными частями выражений (20).

Для комплексных амплитуд из (17) — (19) находим

$$\frac{d^2 \theta}{d\xi^2} - \frac{d\theta}{d\xi} - i\Omega \theta = V e^{\xi} - i \frac{\kappa_1}{\kappa_0} (1 - \Omega) e^{(i - i\Omega)\xi} \quad (21)$$

$$\theta(0) = \theta(-\infty) = 0 \quad (22)$$

$$gV = i\kappa_1 / \kappa_0 + (d\theta/d\xi)_0 \quad (23)$$

Решение уравнения (21) с условиями (22) имеет вид

$$\theta(\xi) = \frac{V}{i\Omega} (e^{\alpha_1 \xi} - e^{\xi}) + \frac{\kappa_1}{i\Omega \kappa_0} \frac{1 - i\Omega}{\Omega + 2i} (e^{\alpha_1 \xi} - e^{-i\Omega \xi + \xi}), \quad \alpha_1 = 1/2 (1 + \sqrt{1 + 4i\Omega}) \quad (24)$$

Продифференцировав (24), с учетом (23) можно найти явное выражение для амплитуды линейного возмущения скорости

$$V = i \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \frac{\alpha_1 - 1}{(\alpha_1 g - 1)(2 - \alpha_1)} \quad (25)$$

Перейдем теперь к расчету второго приближения. Подставив (16) в (12) — (15) и сохранив члены второго порядка малости, можно получить

$$\frac{\partial \delta\theta^{(2)}}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \delta\theta^{(2)}}{\partial \xi} - \frac{\partial \delta\theta^{(2)}}{\partial \tau} = \delta v^{(2)} e^{\xi} + \delta v^{(1)} \frac{\partial \delta\theta^{(1)}}{\partial \xi} + \quad (26)$$

$$+ \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \Omega \frac{\partial}{\partial \xi} \left[e^{\xi} \cos \Omega (\xi - \tau) \int_0^{\tau} \delta v^{(1)} d\tau \right] - \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\partial \delta\theta^{(1)}}{\partial \xi} \sin \Omega (\xi - \tau) \right]$$

$$\delta\theta^{(2)}(0) = \delta\theta^{(2)}(-\infty) = 0 \quad (27)$$

$$g\delta v^{(2)} = \left(\frac{\partial \delta\theta^{(2)}}{\partial \xi} \right)_0 + \frac{2\varepsilon - 1}{2\varepsilon} (\delta v^{(1)})^2 - \delta v^{(1)} \left(\frac{\partial \delta\theta^{(1)}}{\partial \xi} \right)_0 + \quad (28)$$

$$+ \left(\delta v^{(1)} - \left(\frac{\partial \delta\theta^{(1)}}{\partial \xi} \right)_0 \right) - \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \Omega \int_0^{\tau} \delta v^{(1)} d\eta \cos \Omega \tau$$

Поскольку интерес представляет лишь постоянная составляющая возмущения скорости горения, нет необходимости решать задачу (26) — (28) в полном объеме.

Обозначим постоянные составляющие возмущений температуры и скорости горения через $\delta\theta_c^{(2)}$ и $\delta v_c^{(2)}$. Величины $\delta\theta_c^{(2)}$ и $\delta v_c^{(2)}$ удовлетворяют уравнениям (26) — (28), в которых следует положить $\partial/\partial \tau = 0$ и отбросить зависящие от времени слагаемые. При этом из уравнений для δv_c , не содержащего в правой части неизвестной функции, путем непосредственного интегрирования в пределах $\xi = 0$, $\xi = -\infty$ с учетом условий (27) может быть получено выражение для постоянной составляющей возмущения температуры на горячей поверхности, которое имеет вид

$$\left(\frac{d\delta\theta^{(2)}}{d\xi} \right)_0 = \delta v_c^{(2)} + \frac{|V|(1 - \alpha)}{\kappa_0} \sin \alpha_V + \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa_1}{\kappa_0} \right)^2 \quad (29)$$

При записи (29) использовано представление комплексной амплитуды линейного возмущения скорости горения в виде $V = |V| e^{i\alpha V}$.

Уравнение (28) после отбрасывания зависящих от времени членов может быть представлено в форме

$$g\delta v_c^{(2)} - \left(\frac{d\delta\theta_c^2}{d\xi}\right)_0 + \frac{(1-g)}{4}|V|^2 - \frac{|V|(1-g)\kappa_1}{2\kappa_0} \sin \alpha_V - \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa_1}{\kappa_0}\right)^2 \quad (30)$$

Из уравнений (29), (30) находим постоянную составляющую возмущения скорости горения

$$\delta v_c^{(2)} = -\frac{|V|^2}{4}, \quad V = i \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \frac{\alpha_1 - 1}{(\alpha_1 g - 1)(2 - \alpha_1)} \quad (31)$$

Из (31) можно получить предельные случаи: 1) когда характерная толщина прогреваемого слоя κ_0/\bar{u} много больше характерной длины изменения коэффициента теплопроводности $1/k$ т. е. $\Omega \gg 1$; 2) когда $\Omega \ll 1$

$$\delta v_c^{(1)} \approx -\frac{1}{4} \frac{\kappa_1}{\kappa_0 g V \Omega} \quad (\Omega \gg 1), \quad \delta v_c^{(2)} \approx \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \frac{\Omega}{4|g-1|} \quad (\Omega \ll 1) \quad (32)$$

Из (31), (32) следует, что скорость горения конденсированной системы с переменным коэффициентом теплопроводности (1) меньше скорости горения конденсированной системы с постоянным коэффициентом теплопроводности $\kappa_1 = 0$ и что гармонические возмущения коэффициента теплопроводности, период которых много меньше или много больше характерного размера теплового слоя, не влияют на среднюю скорость горения.

Проведенный выше расчет, по-видимому, без принципиальных затруднений может быть выполнен в модели горения с переменной температурой горячей поверхности [12, 14]. По аналогии со случаем, когда возмущающим фактором служили слабые гармонические изменения давления, следует ожидать, что при периодически меняющихся параметрах k -фазы должны существовать «резонансные» режимы горения, в которых средняя скорость горения многослойной системы будет сильно превышать среднюю стационарную скорость горения каждого из компонентов системы.

Поступила 27 VI 1967

ЛИТЕРАТУРА

- Новиков С. С., Похил П. Ф., Рязанцев Ю. С., Суханов Л. А. Экспериментальное исследование роли нестационарности и неоднородности зоны превращения компонентов в процессе горения конденсированных смесей. Докл. АН СССР, 1967, т. 174, № 5.
- Новиков С. С., Похил П. Ф., Рязанцев Ю. С., Суханов Л. А. Об одной особенности зоны горения смесевых конденсированных систем. (в печати).
- Глазкова А. П. О влиянии давления на скорость горения перхлората аммония. ПМТФ, 1963, № 5, стр. 121.
- Цыганов С. А., Бахман Н. Н., Евдокимов В. В. Горение конденсированных смесей с полидисперсными компонентами. СО АН СССР ФГВ, 1965, № 4, стр. 44.
- Зельдович Я. Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ. Ж. эксперим. и теор. физ. 1942, 12, № 11—12, стр. 498.
- Гостинцев Ю. А., Марголин А. Д. О нестационарном горении тонких пластин пороха. ПМТФ, 1964 № 5, стр. 167.
- Либрович В. Б. О воспламенении порохов и взрывчатых веществ. ПМТФ, 1963, № 6.
- Price E. W., Bradley H. H., Dehority Gr. G. L., Gbiricu M. M. Theory of Ignition of Solid Propellants. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 7, 157—181.
- Похил П. Ф. О механизме горения бездымных порохов. Сб. «Физика взрыва» Изд. АН СССР, 1953, № 2, стр. 181.
- Schults R., Green L., Penner S. S. Studies of the Decomposition Mechanism, Erosive Burning, Sonance and Resonance for Solid Composite Propellant. Combustion and Propulsion Collogium, 1958, p. 367.
- Бахман Н. Н., Беляев А. Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем. Изд-во «Наука», 1967.
- Новожиллов Б. В. Нелинейные колебания скорости горения пороха. ПМТФ 1966, № 5, стр. 31
- Зельдович Я. Б. О скорости горения пороха при переменном давлении. ПМТФ, 1964, № 3.
- Новожиллов Б. В. Критерий устойчивости стационарного режима горения порохов. ПМТФ, 1965, № 4, стр. 157.