

11. В. Г. Громов, О. Б. Ларин, В. А. Левин. Хим. физика, 1984, 3, 8, 1190.
12. С. М. Гилинский, Т. С. Новикова, В. П. Шкадова.— В кн.: Тр. секции по численным методам в газодинамике 2-го Междунар. коллоквиума по газодинамике взрыва и реагирующих систем. Т. 3. М., 1971.
13. О. Б. Ларин. Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, 6, 33.
14. M. C. Burrows, A. P. Kurkov. AIAA Paper, 1971, 721.
15. J. S. Evans, C. J. Schexnayder. AIAA J., 1980, 18, 2, 188.
16. A. L. Murray, C. H. Lewis. AIAA Paper, 1976, 45.
17. О. Б. Ларин.— В кн.: Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: Изд-во МГУ, 1985.

Поступила в редакцию 2/III 1987

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

А. А. Сулимов, Б. С. Ермолаев, А. И. Коротков, В. А. Окунев,
В. С. Посвянский, В. А. Фотеенков
(Москва)

С помощью комплексной методики, позволяющей проводить одновременно оптическую и пьезометрическую регистрацию процесса, изучены закономерности конвективного горения зерновой нитрокетчатки насыпной плотности, помещенной в замкнутую толстостенную цилиндрическую стальную оболочку. Определялись следующие характеристики процесса: пространственно-временная диаграмма фронта свечения, скорость распространения пламени, скорость движения горящих зерен ВВ вблизи фронта, профили давления, диаграмма изменения давления у воспламеняемого торца заряда, толщина фронта волны давления и длина преддетонационного участка. Исследование выполнено при размерах зерна от 0,6 до 3,3 мм и двух уровнях константы скорости послыного горения ВВ. Экспериментальные данные сопоставлены с результатами численного моделирования.

Исследования, в которых ранее проводилась проверка теории [1—3], носили фрагментарный характер. Как правило, для сопоставления с расчетом использовалась какая-либо одна характеристика, измеряемая в эксперименте: диаграммы давление — время либо скорость пламени; начальные свойства системы не варьировались. Это не позволяло провести обобщение результатов, в полной мере оценить надежность теории и области ее применения, а в отдельных случаях [3] послужило причиной некорректных выводов.

В данной работе сравнение численного моделирования с экспериментом проведено в широком диапазоне начальных свойств изучаемой системы по совокупности измеряемых характеристик, что позволило сделать более обоснованный вывод о надежности теории и возможности ее использования для прогноза и объяснения закономерностей процесса, а также высказать некоторые соображения об области применимости теории.

Методика эксперимента и результаты измерений

Опыты проводились в постановке, которая наиболее часто используется при исследовании перехода горения твердых ВВ в детонацию и воспроизводит наиболее взрывоопасную ситуацию, встречающуюся на практике [4]. Исследуемое вещество засыпалось в цилиндрический канал толстостенной стальной оболочки внутренним диаметром 10 или 15 мм и длиной от 200 до 800 мм. С одного торца оболочка закрывалась заглушкой, в которой монтировался воспламенитель, состоящий из электрозапала и 0,5 г мелкоизмельченного дымного пороха, другой торец закрывался заглушкой с вышибной мембраной.

Давления (до 1 ГПа) измерялись пьезокварцевыми датчиками [4], которые в количестве до 8 штук размещались вдоль образующей оболочки на участке измерения на расстоянии 15—50 мм друг от друга. Один из датчиков всегда располагался непосредственно у торца рядом с воспламенителем. Оптическая регистрация процесса осуществлялась через прозрачную секцию (плексигласовая цилиндрическая трубка, вставленная в шлифованный канал стальной оболочки с продольной щелью) либо через ряд отверстий диаметром 1,2 мм, которые размещались вдоль образующей оболочки. Для синхронизации пьезометрических и оптических измерений обычно использовался фотодиод, помещенный в одно сечение с одним из пьезодатчиков. Точность синхронизации была в пределах 10 мкс. Сигналы, поступающие с пьезокварцевых и фотодиодного датчиков, регистрировались на многоканальном 8-лучевом осциллографе ОК-40, свечение процесса записывалось с помощью ждущего фоторегистратора ЖФР-2. В качестве фронта пламени или фронта воспламенения на фоторегистрограммах принимали переднюю границу зоны свечения, а на записях фотодиодного датчика — точку максимального градиента изменения фототока.

Экспериментальная информация, получаемая в одном опыте, включала: $x_* - t$ -диаграмму фронта свечения, где x_* — координата фронта пламени, t — время; скорость пламени $w = dx_*/dt$; скорость движения горящих зерен ВВ вблизи фронта пламени $u_{к*}$, определяемую по трекам на фоторегистрограммах; диаграммы давление — время в различных точках по длине заряда, начиная от воспламеняемого торца; длину участка перехода конвективного горения в низкоскоростную детонацию $L_{нд}$. Обработкой кривых $p - t$ с использованием линейной интерполяции в промежуточных точках графически строились пространственные распределения давления газа $p(x)$ для различных моментов времени t . По этим профилям с учетом положения фронта пламени, определяемого синхронизацией с фоторегистрограммой, находились давление во фронте пламени p_* и характерная толщина переднего фронта волны давления

$$h_p = \left(\frac{\partial \ln p}{\partial x} \Big|_{x=x_*} \right)^{-1}.$$

Таким образом, применение комплексной методики позволяло одновременно регистрировать совокупность характеристик, описывающих разнообразные свойства волны конвективного горения.

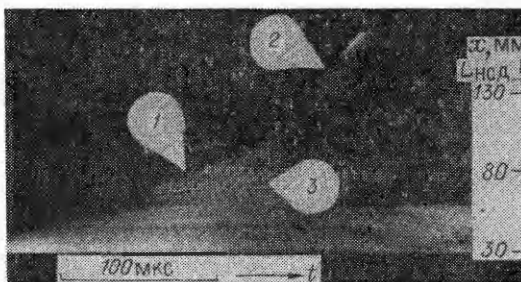
В качестве объекта исследования использовалась прессованная нитроклетчатка. Применялось непористое зерно, средний диаметр эквивалентной сферы зерна $d_n = 0,6 \div 3,35$ мм. Пористость зарядов насыпной плотности $m_n = 40 \div 47\%$.

Прессованная нитроклетчатка выбрана для исследований по следующим причинам. Свойства этого ВВ, включая характеристики горения и воспламенения, необходимые для численного моделирования конвективного горения, хорошо изучены, зерно имеет регулярный воспроизводимый размер и обладает высокой прочностью, исключая эффект дробления зерен на стадии конвективного горения. Важным преимуществом явилось отсутствие в условиях описываемого эксперимента перехода горения в нормальную детонацию. Развитие процесса ограничивалось стадией низкоскоростной детонации; умеренные давления, достигаемые на этой стадии (не выше 1 ГПа) гарантировали целостность и многократное использование оболочек и датчиков. Начальные свойства исследованных образцов приведены в табл. 1.

На рис. 1 приведен пример целевой фоторазвертки свечения процесса. Мощность используемого воспламенителя была достаточной, чтобы процесс, минуя послонное горение, сразу распространился в форме конвективного горения. Полученные фоторегистрограммы позволяют выделить три стадии. На первой скорость пламени w быстро увеличивается, достигая сотен метров в секунду. В ряде опытов на образцах 1 и 5 наблюдались разрывы свечения, т. е. свечение не всегда носило фрон-

Рис. 1. Щелевая фоторегистрограмма свечения при конвективном горении и переходе в низкоскоростную детонацию. Образец 2.

1 — стадия стабилизированного конвективного горения ($w = 430$ м/с); 2 — низкоскоростная детонация ($w = 1400$ м/с); 3 — треки горящих зерен ВВ.



тальный характер. На второй стадии (стабилизированное конвективное горение) скорость пламени сохранялась примерно постоянной на значительной длине, изменяясь от опыта к опыту в диапазоне от 430 до 600 м/с независимо от начального размера частиц. При этом, как показывают результаты пьезометрических измерений, которые обсуждаются ниже, несмотря на постоянство w , давления в зоне горения и во фронте монотонно увеличиваются. Напомним, что существование последовательных стадий ускоряющегося и стабилизированного конвективного горения ранее наблюдалось на порошкообразном тэне [6] и дымном порохе [5].

На третьей стадии (низкоскоростная детонация) величина w скачком возрастает до 1,2—1,8 км/с, оставаясь в дальнейшем примерно постоянной или несколько возрастающей с течением времени. Скачкообразное изменение w при переходе от стабилизированного конвективного горения к низкоскоростной детонации особенно отчетливо наблюдается на образцах с мелким зерном и лишь на образце 4 с $d_n = 3,35$ мм переход осуществляется с достаточно плавным увеличением w . В ряде опытов (в частности, на образце 2) удалось отчетливо зафиксировать, что низкоскоростная детонация возникает на 10—15 мм впереди фронта конвективного горения. Однако при подходе фронта пламени к точке перехода свечение ослабляется, что в некоторых опытах затрудняет точное определение траектории фронта пламени вблизи точки перехода.

На фоторегистрограммах, полученных в опытах на образцах с крупным зерном, по всей длине записи отчетливо видны треки, начинающиеся на фронте пламени, которые носят регулярный характер и воспроизводятся в повторных опытах. При изменении размера зерна число треков, приходящихся на единицу длины регистрограммы, увеличивается обратно пропорционально размеру зерна и с коэффициентом порядка единицы равно числу зерен, которые можно увидеть через щель в облолке при настройке оптической системы перед опытом. Скорость, определенная по наклону треков, совпадает со скоростью зерен ВВ в волне конвективного горения, полученной при численном моделировании, о котором будет сказано ниже. Таким образом, имеются основания отождествить эти треки с движением горящих зерен ВВ и по их наклону опре-

Т а б л и ц а 1

Номер образца	d_n , мм	m_n	t_0 , мкс	t_* , мкс	h_p , мм	$L_{НСД}$, мм
1	0,6	0,44	50	75	7	90
2	0,8	0,44	65	140	8	135
3	1,8	0,42	135	200	16	220
4	3,35	0,46	300	400	40	420
5	0,6	0,39	65	80	7	95
6	0,8	0,41	95	150	10	190
7	1,7	0,38	180	320	30	330

П р и м е ч а н и я: 1. Образцы 1—4 — без ингибитора, 5—7 — с ингибитором (ингибитор снижает константу скорости послыного горения наружных слоев зерна в 1,8—2 раза). 2. $d_n = 6/\rho_K A_s$, где A_s [см²/г] — удельная поверхность зерен. 3. t_0 определяется по формуле (1), способ определения t_* приведен в тексте. 4. Скорость пламени на стадии стабилизированного конвективного горения $w_{ст} = 430 \div \pm 600$ м/с. 5. h_p — на стадии стабилизированного конвективного горения.

делить скорость движения твердой фазы в зоне горения вблизи фронта пламени, которую обозначим $u_{н*}$. Как видно из приведенной регистрирующей диаграммы, уже на фронте пламени треки имеют скорость, отличную от нуля, т. е. перед фронтом пламени существует зона, где происходит ускорение зерен ВВ. Назовем ее зоной уплотнения, так как, согласно закону сохранения массы, движение твердой фазы однозначно связано с изменением плотности.

Анализ экспериментальных данных показывает, что $u_{н*}$ возрастает пропорционально расстоянию, пройденному фронтом пламени от воспламеняемого торца. Вблизи точки перехода в низкоскоростную детонацию независимо от размера зерна $u_{н*} = 180 \div 200$ м/с, что с учетом сжимаемости пористого слоя ВВ дает оценку для пористости во фронте волны менее 10%. Напомним, что именно уменьшение пористости (и газопроницаемости) вещества, затрудняющее фильтрацию газов и воспламенение поверхности пор, ограничивает рост скорости пламени на стадии стабилизированного конвективного горения [5, 7].

На рис. 2 приведен пример эволюции пространственного профиля давления, построенный по экспериментальным кривым давление — время для образца 2. Положение фронта пламени, выделенное на рис. 2 штриховой линией, определено синхронизацией с оптической регистрирующей диаграммой. Видно, что при конвективном горении, за исключением участка перехода в детонацию, профили p имеют вид ступеньки, причем в зоне горения давление распределено однородно, а передний фронт с нарастающим давлением приходится на фронт воспламенения и предшествующие ему зоны прогрева и фильтрации [7]. С течением времени давление в зоне горения и крутизна переднего фронта возрастают. При подходе пламени к точке перехода профиль p трансформируется: на переднем фронте возникает треугольный пик, амплитуда которого быстро возрастает, значительно превышая давление у воспламеняемого торца заряда.

Рассмотренные выше свойства процесса наблюдались на всех исследованных образцах независимо от размера зерна. Лишь на образце 4 с наиболее крупным зерном отсутствовало скачкообразное изменение скорости пламени, разделяющее стадии конвективного горения и низкоскоростной детонации. Количественное влияние размера зерна на характеристики процесса иллюстрирует табл. 1. При увеличении размера зерна растут пространственная протяженность стадий конвективного горения и длина преддетонационного участка, толщина переднего фронта волны давления, медленнее повышается давление в зоне горения, однако скорость пламени на стабилизированном участке не изменяется. К аналогичным эффектам приводит уменьшение константы скорости послышного горения нитроклетчатки, достигаемое за счет введения ингибитора.

Рассмотрим подробнее изменение давления в зоне горения на примере кривых $p-t$, измеряемых у воспламеняемого торца заряда. Анализ результатов в полулогарифмических координатах показал (рис. 3), что

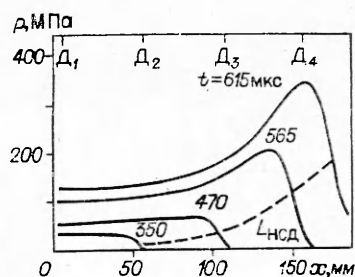


Рис. 2. Эволюция во времени пространственного профиля давления (D_i — датчики давления).

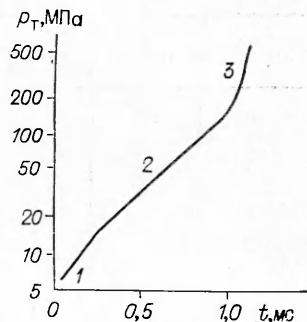


Рис. 3. Диаграмма $p_t(t)$; образец 3.

кривая $p_r(t)$ имеет три участка с разным наклоном: 1 — быстрое нарастание давления, вызванное одновременным горением воспламенителя и исследуемого ВВ; 2 — развитое конвективное горение; 3 — действие обратной волны сжатия, образующейся при возникновении низкоскоростной детонации либо при отражении волны конвективного горения от торца заряда (если длина заряда меньше $L_{нсд}$). По наклону кривой на участке 2 определялось характерное время экспоненциального нарастания давления на воспламеняемом торце заряда t_* . Средние значения t_* для исследованных образцов, измеренные с погрешностью менее 10%, приведены в табл. 1. Сопоставление длин перехода и времен t_* показало, что существует единая линейная зависимость: $L_{нсд} = 16 + t_*$ (длина — в мм, время — в мкс), на которую со среднеквадратичным отклонением 5% ложатся все экспериментальные данные, полученные на нитроклетчатке с ингибитором и без ингибитора. Не исключено, что эта зависимость носит универсальный характер и может быть использована при прогнозировании склонности ВВ к переходу в детонацию.

Обсуждение экспериментальных данных и сравнение с результатами численного моделирования

Модель конвективного горения, использованная для расчетов, а также метод интегрирования уравнений модели и результаты моделирования подробно изложены в работе [7]. Модель конвективного горения выведена в соответствии с подходом, применяемым в механике двухфазных реагирующих сред, который оперирует с двумя взаимопроникающими сплошными средами — твердой фазой, состоящей из зерен ВВ, и газообразными продуктами горения. Центральное допущение — предположение о том, что детальная химико-кинетическая природа реакций воспламенения и горения не играет существенной роли и что после воспламенения зерно горит по полной наружной поверхности со скоростью регрессии, определяемой законом скорости стационарного послыонного горения. Указанные допущения позволяют заметно упростить моделирование и, что очень важно, сократить число входных параметров задачи, исключив те из них, которые известны недостаточно хорошо.

Кроме того, предполагалось, что размер зерна и пористость однозначно определяют локальные фильтрационные свойства зерновой среды и удельную поверхность горения и что межгранулярные напряжения, возникающие при контакте и деформации зерен, квазистатические и могут определяться по кривой статического уплотнения зернового ВВ на прессе. Закон скорости послыонного горения взят линейным по давлению, константа скорости горения составила 1 и 0,6 мм/(с · МПа) для нитроклетчатки без ингибитора и с ингибитором соответственно. В качестве температуры воспламенения нитроклетчатки принято 600 К. Как показали предварительные расчеты, варьирование температуры воспламенения в разумном диапазоне не сказывается заметным образом на результатах моделирования. Значения остальных констант взяты из [7].

При расчете длины преддетонационного участка использована гипотеза, обоснованная в [7], что моменту перехода соответствует полное схлопывание пор в зоне уплотнения. Соответственно длина $L_{нсд}$ определялась как расстояние до точки, в которой пористость обращается в нуль.

На рис. 4 показан пример сравнения расчета и фоторегистрограммы для образца 2. Отметим, что из-за неопределенности начальной точки отсчета времени в эксперименте расчет и эксперимент стыковались по моменту времени, отвечающему переходу в низкоскоростную детонацию. В табл. 2 для этого же варианта проводится сопоставление по другим параметрам процесса (рассчитанные значения приведены в скобках). Аналогичное согласие наблюдается и на других исследованных образцах.

Обобщение результатов расчетов по $x_* - t$ диаграммам при $d_n = 0,1 \div 4$ мм и $m_n = 0,3 \div 0,47$ представлено на рис. 5. Используются безразмерные координаты. В качестве масштаба длины взят эффектив-

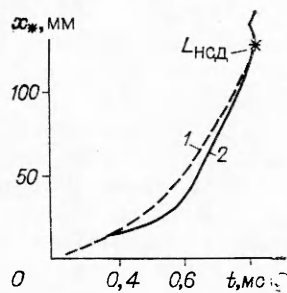


Рис. 4. Диаграмма $x_* - t$.
1 — расчет; 2 — эксперимент; * — оценка $L_{НСД}$ по месту схлопывания пор.

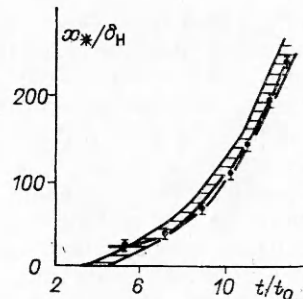


Рис. 5. Эффект подобия. Диаграммы $x_* - t$ в безразмерных переменных.
Точки — эксперимент для образца 2.

ный начальный диаметр пор δ_n , а в качестве масштаба времени — константа времени t_0 , характеризующая скорость повышения давления в условиях пиростатики:

$$\delta_n = \frac{2d_n m_n}{3(1 - m_n)}, \quad t_0 = \frac{\delta_n}{4b\rho_n f}, \quad (1)$$

где b — константа в законе скорости послыоного горения ВВ; f — сила ВВ; ρ_n — максимальная плотность ВВ. В указанных координатах результаты расчетов, выполненных в широком диапазоне начальных свойств, лежат в пределах узкой заштрихованной полосы. Таким образом, обнаруживается эффект подобия, состоящий в том, что при увеличении диаметра пор за счет изменения d_n или m_n протяженность всех стадий растет пропорционально δ_n , а скорость пламени при равных значениях безразмерного расстояния или времени оказывается приблизительно одинаковой.

Анализ уравнений модели и результатов численного счета показывает, что указанный эффект не является прямым следствием соотношений подобия. Действительно, если преобразовать систему уравнений модели конвективного горения к безразмерным переменным и проанализировать получающиеся комбинации параметров, то можно прийти к выводу, что в общем случае изменение d_n или m_n влияет на соотношение между скоростями фильтрации газов, распространения фронта воспламенения и движения зерен ВВ. Однако расчеты показывают, что в рассматриваемом диапазоне начальных условий указанные изменения взаимно компенсируются, приводя к эффекту подобия, показанному на рис. 5. Подтверждением сказанного может служить рис. 6, из которого видно, что при одинаковых значениях p_T скорости w и $u_{к*}$ оказываются по крайней мере близкими независимо от d_n .

Рис. 7 демонстрирует согласие расчета и эксперимента по зависимости длины преддетонационного участка от размера зерна. Рассчитанные значения определялись по расстоянию до точки схлопывания пор в зоне уплотнения. Теоретический график построен по корреляционной зависимости, полученной обработкой результатов вычислений с варьированием ряда параметров, включая d_n , m_n и b , которые варьировались в эксперименте.

Т а б л и ц а 2

Сравниваемые величины	x_* , мм		
	50	80	110
p_T , МПа	30(35)	50(60)	90(100)
w , м/с	300(250)	370(310)	420(430)
$u_{к*}$, м/с	70(90)	120(150)	210(250)
h_p , мм	10(6,2)	7(5,5)	7(5)

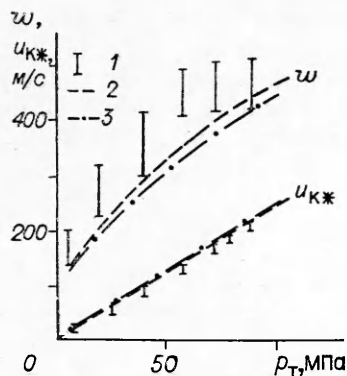


Рис. 6. Зависимость w и $u_{кж}$ от P_T .
1 — экспериментальные данные для образцов 2 и 3 с учетом разброса в повторных опытах; 2 — расчет для образца 3; 3 — расчет для образца 2.

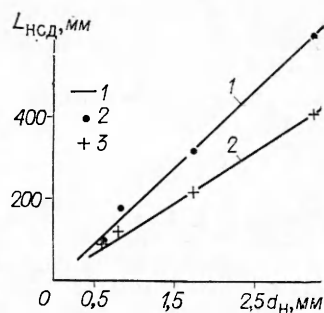


Рис. 7. Зависимость $L_{нсд}$ от размера зерна.
1 — результаты расчета; эксперименты с образцами с ингибитором (2) и без ингибитора (3).

Полученное согласие расчета с экспериментом служит подтверждением основного механизма перехода конвективного горения в детонацию, в котором определяющая роль отводится образованию очагов реакции при схлопывании пор в зоне уплотнения перед фронтом конвективного воспламенения. Пропорциональность между длиной переходного участка и размером зерна объясняется теми же причинами, что и рассмотренный выше эффект подобия, так как уплотнение, подобно скорости движения зерен, не чувствительно к изменению размера зерна при одинаковом p_T . В результате влияние диаметра зерна сводится к изменению темпа нарастания давления в зоне горения.

Используя теоретическую зависимость $L_{нсд}(d_n)$, приведенную на рис. 7, и формулу (1) для t_0 , можно показать, что расчетная величина $L_{нсд}$ изменяется пропорционально константе t_0 . Анализ имеющихся данных показывает, что отношение t_*/t_0 не зависит от d_n и b , несколько возрастая при увеличении m_n , и составляет 2,0—2,5 для начальных условий проведенного эксперимента. Заменяя t_0 на t_* , получим теоретическую зависимость, согласующуюся с графиком на рис. 3.

Таким образом, исследование, проведенное на зерновой нитроклетчатке, показало полное согласие теории конвективного горения с экспериментом по широкому кругу параметров и позволило дать объяснение полученным закономерностям. Адекватность теории обусловлена тем, что в условиях проведенного исследования точно выполняются основные допущения теории конвективного горения о несущественной роли детальной химико-кинетической природы реакций воспламенения и горения и о воспламенении зерен ВВ по полной поверхности. Имеющихся сведений о начальных свойствах системы оказалось достаточно, чтобы точно рассчитать поведение системы, контролируемое закономерностями течения двухфазной реагирующей среды.

В тех ситуациях, когда названные допущения не будут выполняться (прежде всего, это следует ожидать при использовании зерен более мелкого размера), существующая теория должна прийти в противоречие с экспериментом. Хотя систематические данные пока отсутствуют, можно указать исследование [9], в котором показано, что при измельчении тетрила до частиц размером менее 20 мкм длина преддетонационного участка не уменьшается, что противоречит зависимости, установленной в данном исследовании. Аналогичный результат ранее получен на гексогене [10]. Такое поведение, на наш взгляд, объясняется тем, что из-за малого диаметра пор затрудняется воспламенение ВВ в волне конвективного горения, и мелкие частицы ВВ, по крайней мере на начальных стадиях процесса, когда давление в зоне горения еще не слишком высоко, воспламеняются и горят по неполной поверхности с образованием крупных

конгломератов. В результате резко уменьшается по сравнению с ожидаемым темп нарастания давления и затягиваются все стадии развития процесса. Указанные эффекты имеют непосредственное отношение к другому механизму перехода в детонацию, связанному с возникновением в зоне горения за фронтом пламени вторичной волны сжатия [6]. Этот механизм требует специального анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. K. Davis, K. K. Kuo. J. Spacecraft and Rockets, 1979, 16, 4, 203.
2. T. E. Minor, A. W. Horst, J. L. Johndrow. 16-th JANAF Combustion Meeting/Ed. F. W. Christian. V. 1. CPTA Publication 308, Laurel, Md.
3. K. K. Kim. AIAA J., 1984, 22, 6, 793.
4. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев, А. И. Коротков и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
5. В. А. Фотеенков, А. И. Коротков и др. ФГВ, 1982, 18, 2, 137.
6. А. И. Коротков, А. А. Сулимов и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 315.
7. Б. С. Ермолаев, Б. В. Новожилов и др. ФГВ, 1985, 21, 5, 3.
8. Б. С. Ермолаев, В. С. Посвянский и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 52.
9. R. R. Bernecker, Donna Price. Proc. VI Symp. (Intern.) on Detonation/Ed. D. J. Edwards. ACR-221, ONR, Arlington, Virginia, 1976.
10. А. В. Соколов, Ю. Н. Аксенов.— В кн.: Взрывное дело/Под ред. Л. В. Дубнова и Б. Я. Светлова. № 52/9. М.: Госгортехиздат, 1963.

Поступила в редакцию 2/1 1986,
после доработки — 30/IX 1986

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНЕРТНОЙ ПРЕГРАДЫ И ТЕПЛОПOTЕРЬ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ

А. Ю. Крайнов

(Томск)

Для обеспечения пожаровзрывобезопасности устройств и технологических процессов, обеспечения необходимого режима зажигания безгазовых составов волной горения [1—4] достаточно часто в качестве пламепреградителей используются прослойки инертного вещества. В [5] исследовалась задача о прохождении волны горения сквозь инертную преграду для конкретных конденсированного вещества и прослойки: рассмотрено влияние толщины прослойки на период задержки распространения волны горения. Физико-химические и кинетические параметры конденсированного вещества взяты из области неустойчивости стационарного фронта горения [6].

Ниже исследуется влияние теплофизических характеристик вещества инертной прослойки, ее толщины и влияние теплоотвода в окружающую среду на распространение волны горения сквозь инертную преграду.

Рассматривается бесконечный образец вещества, способного к экзотермической химической реакции. В образец введена прослойка инертного вещества толщиной δ . В направлении к прослойке со скоростью $u_{ст}$ распространяется стационарный фронт горения. Предполагается, что на боковых границах происходит теплообмен с окружающей средой по закону Ньютона. Теплофизические характеристики реагирующего и инертного веществ предполагаются независимыми от температуры.

Процесс нестационарного распространения фронта горения сквозь инертную преграду в предположении усреднения температуры по толщине и зависимости скорости реакции от температуры по закону Арре-