

ВИДЕОХРОМАТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР ПРИ ГОРЕНИИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТВЕРДОТОПЛИВНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

О. Я. Романов, А. А. Баранов, В. Ф. Беседовский, Д. Н. Полуляшный

Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д. Ф. Устинова
190005 Санкт-Петербург, a844@rambler.ru

Осуществлена реализация метода измерения полей температур светящихся зон горения безметалльных конденсированных веществ (сажистых пламен) в виде автоматизированной информационно-измерительной системы, обеспечивающей компьютерную обработку цифровых видеоизображений при разделении видеосигнала на монохроматические составляющие. Система использована при изучении горения низкотемпературной твердотопливной композиции с охладителем. На основе стохастического моделирования информации видеофильмов получены оценки статистических параметров температурных полей, позволившие расширить представления об очагово-пульсационном механизме горения таких композиций.

Ключевые слова: конденсированные вещества, горение, видеоизображение, поле температур, стохастическое моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Низкотемпературные твердотопливные композиции (НТК) применяются в энергоустановках различного назначения, используемых во многих областях техники, включая ракетостроение, нефтегазовую промышленность, транспорт, средства пожаротушения и т. п. [1, 2].

Необходимые характеристики НТК, такие как скорость горения при стандартных условиях и зависимость ее от давления, варьируемые в широких пределах, реализуются при ограничении конечной температуры продуктов сгорания на границе зоны горения в пределах $T_e = 1100 \div 1500$ К, причем внутри зоны максимальная температура может быть выше. В этих целях в базовую смесь окислителя и горюче-связующего вводят модификаторы горения и охладитель. Последний обычно представляет собой кристаллическое вещество, разлагающееся в зоне горения НТК с эндотермическим эффектом. Некоторые варианты модельных НТК, включающих охладители различной химической природы, приведены в [1, 3].

Зона горения НТК заметно отличается по строению и пространственному распределению параметров от зоны горения безметалльных конденсированных смесей, не содержащих

охладителей. В работах [2, 4] показано, что протяженность зоны горения НТК существенно больше и в ней имеются области с эндотермическими эффектами. Существующие представления о горении безметалльных конденсированных смесей, отраженные в обзорных работах [5–7], не могут быть использованы без внесения соответствующих корректив. Это относится, в частности, к ключевым работам [8–11], на основе которых в последующем были построены более совершенные модели. В качестве обоснования зависимости скорости горения НТК от давления в [1] выдвинуто положение о том, что с изменением давления меняется массовая доля частиц охладителя, разлагающихся в газовой фазе зоны горения. По сравнению с диффузионными пламенами, характерными для горения безметалльных смесевых твердых топлив, в газовой фазе НТК в большей степени проявляются коллективные свойства дисперсных частиц, участвующих в тепло- и массообмене, что приближает ее структуру к структуре области химических реакций и горения в газовзвесах [12, 13]. В этой связи требуется дальнейшее расширение информативности экспериментальных методов исследования зоны горения НТК.

Хорошо зарекомендовали себя широко используемые в течение последних 50 лет методы микротермопарных измерений распределения температуры в зоне горения конденсированных

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-03-00354).

смесей [14]. Более высокой информативностью обладают методы визуализации этой зоны на основе фотометрической обработки итоговых материалов [15], но они позволяют эффективно исследовать только газовую фазу. В [16] методы визуализации успешно применены для определения локальных скоростей горения, скоростей и температуры нестационарных потоков продуктов горения в камере сгорания модельного двигателя. Позднее появились другие методические и аппаратные возможности визуализации сложных тепло- и массообменных процессов, например, черно-белая киносъемка с автоматизированным псевдоцветовым преобразованием изображений [13], тепловизионные приборы высокого разрешения [17], видеохроматические измерительные системы, один из вариантов которых предложен в [4]. В приложении к исследованию горения НТК последние обладают преимуществами с точки зрения точности, оперативности, автоматизации измерений, особенно при применении перспективных фотоматриц [18, 19].

Целью настоящей работы является обоснование возможности применения видеохроматических методов измерения температурных полей в газовой фазе зоны горения НТК и определения других параметров горения при вариации давления.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Рассматриваемый метод предполагает цифровую видеосъемку зоны горения (в общем случае — излучающего объекта) с компьютерной обработкой изображения в произвольной точке (пикселе) при реализации стандартного разделения видеосигнала на три монохроматические составляющие R, G, B (R — красный, G — зеленый, B — синий). Поскольку регистрация лучистого потока проводится в видимой части спектра в небольшом диапазоне температур, характерном для НТК, основными фиксируемыми излучающими объектами являются частицы дисперсного углерода (сажи) и нагретые поверхностные образования. Полосатые спектры трехатомных и многоатомных молекул в инфракрасной области спектра не фиксируются, а линии малоатомных молекул энергетически не наполнены [12, 15]. Это позволяет проводить измерения в сплошном спектре,

близком к спектру излучения серого тела, по методу Д. Я. Света на трех длинах волн, предусматривающего линеаризацию зависимости коэффициента поглощения от длины волны в пределах проводимых измерений [12]. Измеренная таким образом температура ближе к истинной, нежели цветовая или яркостная, с методической погрешностью в 2–3 раза ниже, нежели при определении цветовой температуры обычным способом. Она имеет смысл так называемого «среднеоптического» значения температуры, зависящего от всей предыстории формирования светового пучка, попадающего на приемник. Важно отметить, что последнее — общее, хотя и не совсем удобное свойство всех оптических методов измерения.

Информационно-измерительная система, реализующая данный метод, обладает высоким уровнем помехозащищенности, низким уровнем потери информации, минимальными погрешностями при ее обработке. Имеется возможность измерять локальную температуру без разделения на поддиапазоны при надлежащем выборе оптики. Ограничением можно считать наличие нижнего предела измеряемых температур, примерно 700 К. Компьютерная обработка сигнала проводится в графическом редакторе, опции которого позволяют определить величину яркости в любой точке для выбранной базовой длины волны. Математическое сопровождение дает возможность получать двумерный массив температур по всему полю зоны горения и обрабатывать его, строя необходимые графические зависимости, определяя статистические характеристики и т. п. Разработаны и используются: программа, преобразующая цветное компьютерное изображение зоны горения НТК на видеокadre в двумерный массив температур (попиксельно); программы, дающие зависимости температуры от координаты по линиям, параллельным и перпендикулярным поверхности горения; программы, выполняющие интерполяцию полученных данных бикубическими сплайнами.

В качестве основного информационного материала в процессе компьютерной обработки для каждого кадра формируется трехмерный массив M : два размера определяются высотой и шириной изображения с заданными значениями разрешения, а третий размер, равный трем, дает информацию о яркости, регистрируемой

каждым монохроматическим каналом. Последующая обработка массива M проводится с использованием дополнительного программного обеспечения. Совокупность массивов M для конкретной рецептуры НТК с вариацией давления и последовательностью кадров составляет основу базы данных как открытой системы, которая пополняется результатами обработки с помощью дополнительных компьютерных программ, уже созданных и вновь разрабатываемых. В частности, в файлы базы данных могут включаться трехмерные графики полей температур монохроматической яркости, мгновенных скоростей горения (движения осредненных изотерм), локальных скоростей потоков продуктов горения и т. п. (см. ниже).

Систематические ошибки измерения температур связаны с использованием трехцветового метода и возмущающего воздействия пограничного слоя в спутных потоках продуктов горения и обдувающего азота. В силу незначительного различия значений монохроматических коэффициентов излучательной способности продуктов горения НТК на рассматриваемых длинах волн, при оценке полной погрешности можно пренебречь первой составляющей. Вторую можно минимизировать, уменьшая разницу между средними массовыми скоростями потоков при больших градиентах температуры в пограничном слое [20], где предполагается серый механизм поглощения лучистой энергии.

В отличие от других фотометрических методов [13, 15, 16], в которых тарировка проводится регулярно, перед каждой серией опытов, здесь достаточно получить ее один раз, как характеристику видеосистемы. Вначале тарировалась ПЗС-матрица цифровой камеры для трех стандартных цветовых сигналов с использованием температурной лампы СИ-10-300. Применяемая оптика обеспечивала измерение температуры в интервале $700 \div 1600$ К в одном диапазоне измерения. Погрешность соответствующей 24-битовой системы записи камеры составила 0.4 %. С помощью компьютерной программы строятся полиномы $T(R, G, B)$, используемые в последующем для построения трехмерного поля температур.

Линейность сигналов ПЗС-матрицы определялась опытным путем. Вместо стандартных сенситометрических испытаний с 21 градацией потока световой энергии [21, 22] использован вариант получения зависимости по 1600

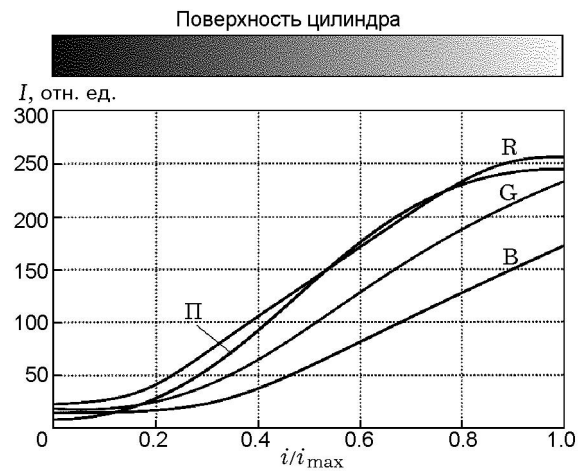


Рис. 1. К определению линейности сигналов матрицы видеокамеры:

R, G, B — стандартные цвета ПЗС, П — фотоматериал

точкам. При этом проводилась видеосъемка облучаемой внешней белой матовой поверхности прямого цилиндра с направляющей специальной конфигурации, обеспечивающей линейность выходного сигнала (вариант известного способа «баланс белого»). Зависимость получаемого сигнала I от каждого места поверхности в форме 24-битового кода ($0 \div 256$) от доли максимального сигнала показана на рис. 1. Для сравнения здесь же приведена аналогичная зависимость для фотоматериала. Видно, что область линейности на стандартных частотах матрицы шире, чем для фотоматериала. Среднеквадратическая погрешность на линеаризованных участках кривых при измерении температуры в трех цветах составляет 1.4 %. При необходимости расширения температурного интервала, в котором проводятся измерения, целесообразно перейти к определению цветовых температур при малых $T(R, G)$ и больших — $T(G, B)$ сигналах, до пределов, отвечающих совместной линейности соответствующих зависимостей на рис. 1. При этом возникают дополнительные систематические погрешности, которые, однако, можно нивелировать путем сопоставления результатов обоих вариантов измерений на границе переходов от одного к другому. В результате итоговая погрешность оценивается значением 4 % при $T \approx 1000$ К и 2 % при $T \approx 1500$ К.

УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Поле температур модельных НТК определялось на установке постоянного давления проточного типа с прозрачными окнами. Использовались образцы модельной НТК, включающей окислитель — полидисперсный перхлорат аммония (ПХА — 34 %) с частицами размером $10 \div 150$ мкм, полиуретановое связующее (35 %) и охладитель — хлорид аммония (31 %) с частицами размером $80 \div 120$ мкм [1]. Предельная температура продуктов горения НТК находилась в интервале $1300 \div 1400$ К с учетом тепловых и кинетических потерь. Образцы имели прямоугольное сечение (10×5 мм), их горение инициировалось с торца. Для минимизации возмущающего воздействия азота его поток вдоль боковой поверхности образца определенным образом формировался, а сама боковая поверхность покрывалась ингибирующим составом на основе полиметилметакрилата и полистирола толщиной $0.05 \div 0.10$ мм.

Оптическое увеличение системы варьировалось в пределах $0.3 \div 3$ в зависимости от того, соответствовало ли изображение полной ширине объекта, равной 10 мм, или ее фрагменту. Регистрация излучения цифровой аппаратурой проводилась как в режиме фотографирования, так и в режиме видеосъемки. При выдержке 0.5 мс и фиксации на кадре всего образца разрешение по координате составляло в первом случае менее 0.01 мм, во втором — около 0.07 мм при частоте съемки 20 кадр/с. Поскольку рассматривались «коллективные» параметры, к резкости изображения предъявлялись не столь жесткие требования, как, например, в [23], где речь шла об идентификации отдельных движущихся частиц горящего алюминия.

Типичные зависимости $T(y)$, где y — вертикальная координата по нормали к исходной плоской поверхности образца, приведены на рис. 2. Температура продуктов в конце зоны горения ниже термодинамического значения на $100 \div 150$ К, что свидетельствует о тепловых и химических потерях.

По сравнению с параметрами горения конденсированных смесей без охладителей [6, 7] оцениваемая таким образом толщина зоны горения рассматриваемой НТК существенно больше. В среднем она убывает по линейному закону от 12 мм при давлении $p = 1.0$ МПа до 4 мм при $p = 8.0$ МПа с разбросом пример-

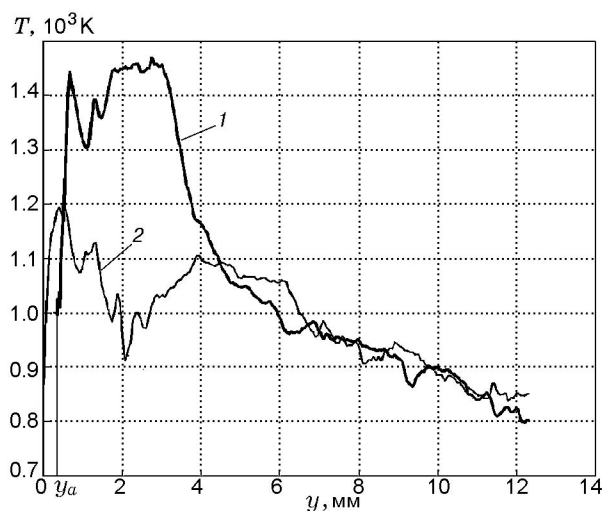


Рис. 2. Зависимость температуры от поперечной координаты в двух сечениях ($p = 4.0$ МПа)

но ± 30 %.

При рассмотрении всего комплекса экспериментальных данных (полученных температурных зависимостей, видеодокументов, вида погашенных образцов и т. д.) обращает на себя внимание наличие в зоне горения существенно углеродистого каркасного слоя во всем диапазоне исследуемых давлений. При линеаризации опытных данных толщина слоя убывает от 9 мм при $p = 1.0$ МПа до 2 мм при $p = 8.0$ МПа с разбросом ± 30 %.

В большей части рассматриваемого интервала давлений ($p = 1.0 \div 8.0$ МПа) наблюдается очагово-пульсационный механизм горения. Очаги повышенной яркости и температуры возникают и исчезают в разных местах каркасного слоя и на его внешней поверхности, создавая на видеокадре мозаичную картину. Как следует из видеоматериалов, результатов измерения полей температуры и рассмотрения каркасных остатков, в области $p = 4.0 \div 8.0$ МПа размер очагов составляет $200 \div 500$ мкм. Они занимают одновременно $50 \div 80$ % объема каркасного слоя. С понижением давления увеличиваются размеры очагов и уменьшается доля каркасного слоя, одновременно находящаяся в режиме ускоренного выгорания. При $p = 2.0$ МПа очагами занято $30 \div 50$ % каркасного слоя, размеры очагов в 2–3 раза больше, чем при $p = 4.0 \div 8.0$ МПа.

Область давлений $p = 0.5 \div 1.0$ МПа является переходной с точки зрения реализуемых

режимов горения. При более низких давлениях наблюдается режим, который может быть назван послыбно-периодическим. Очаги сливаются в единое целое, но и депрессия скорости горения охватывает всю поверхность. Визуально это воспринимается как последовательное чередование периодов горения образца и его притухания. Частота пульсаций (колебаний) падает с уменьшением давления, достигая порядка 0.5 Гц при атмосферном давлении (определено по результатам дополнительных экспериментов).

В области очага (см. рис. 2, кривая 1, ее начало в точке y_a связано с местоположением очага в каркасном слое) в диапазоне $p = 2.0 \div 8.0$ МПа температура в начале отсчетов составляет $850 \div 1100$ К. Далее она резко повышается до значений $1400 \div 1500$ К, которые сохраняются с незначительными по амплитуде колебаниями в пределах $3 \div 10$ мм от начала отсчета. Затем температура резко падает до $1100 \div 1200$ К, колебания носят случайный характер и имеют разные частоты и суммарную амплитуду до 200 К, что свидетельствует о наличии мощного эндотермического эффекта в этой области. Можно выделить высокочастотную составляющую с периодом по координате 0.2 мм и несколько выше и низкочастотную — до $3 \div 5$ мм. Дальнейшее падение температуры, по-видимому, связано с теплопотерями. В профиле температур, проходящем через зону депрессии (см. рис. 2, кривая 2), наблюдаются эффекты, свидетельствующие о сложной пространственной структуре. В начале отсчета значения температуры находятся в пределах $800 \div 1100$ К. Зона с выраженным эндотермическим эффектом непосредственно примыкает к поверхности. Здесь также наблюдаются сильные колебания температур. Трехмерное изображение поля температур представлено на рис. 3.

Данные о поле температур в зоне горения НТК позволяют проводить опосредованные измерения осредненных на отрезках времени параметров процесса горения, локальных линейных скоростей горения и течения продуктов горения. Кроме того, могут быть получены значения среднеинтегральной по поперечному сечению скорости горения. На рис. 4 представлена схема обработки первичной опытной информации.

Тангенсом угла наклона изотермы к горизонтали — локальным значением или осред-

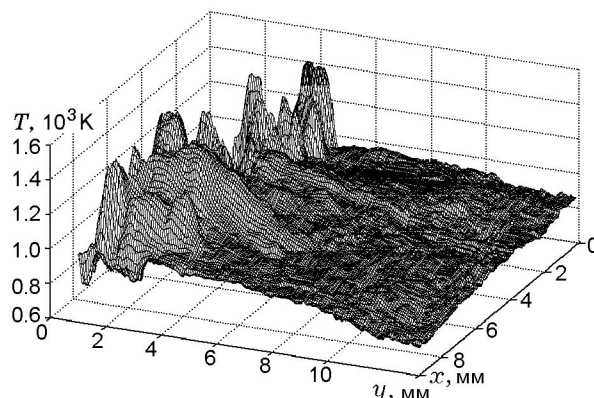


Рис. 3. Трехмерное представление поля температур зоны горения ($p = 4.0$ МПа)

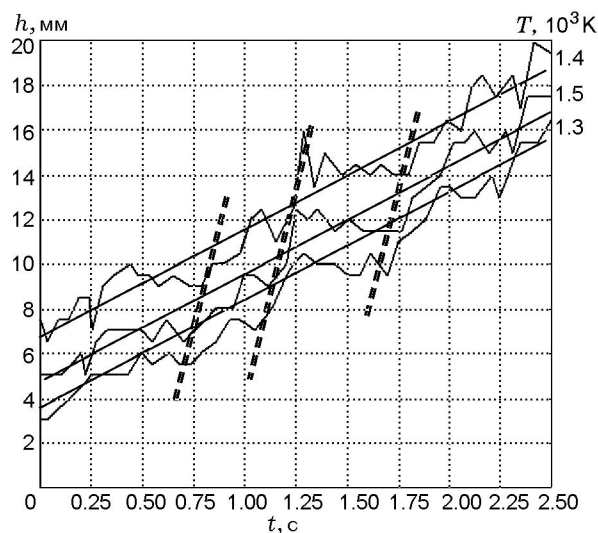


Рис. 4. Зависимость расстояния от поверхности горения линий постоянной температуры от времени ($p = 5.5$ МПа)

ненным по поперечному сечению (прямые линии) — определяются соответствующие значения линейной скорости горения.

Метод осредненных изотерм определения скорости горения представляется весьма эффективным, поскольку текущее положение осредненных изотерм над границей конденсированной фазы оказывается более чувствительным параметром, нежели положение самой границы, определяемой оптическими методами. В пользу расширения использования метода свидетельствует также то, что в практических целях нужны данные скорее об изменении газопроизводительности при переменном давле-

нии, нежели об изменении скорости перемещения границы конденсированной фазы.

Во втором варианте в качестве источников информации служат оптические неоднородности, обусловленные гетерогенностью процесса горения. Они эволюционируют в зоне горения, однако их индивидуальность сохраняется и надежно идентифицируется на выделенном отрезке трека. Таким образом определяется локальная скорость течения продуктов горения, на рис. 4 — по тангенсу угла наклона штриховых отрезков. На практике штриховыми линиями соединяются значения температуры при одинаковых фазах колебаний. В этих же целях могут использоваться поля монохроматических яркостей.

В оценках погрешностей измерения скоростей горения НТК и течения продуктов горения наряду с составляющими температурных погрешностей, определенными выше, должны также учитываться вклады, обусловленные случайными процессами (см. рис. 4).

ОБОБЩЕНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

С математической точки зрения совокупность покадровых массивов данных о температуре, соответствующих видеофильму в эксперименте с фиксированным давлением, представляет собой реализацию сложной стохастической системы в виде однопараметрического семейства скалярных случайных дискретных полей $T(t)$ [24, 25]. Параметр $t = k\Delta t$ (время) принимает дискретные значения с шагом Δt , соответствующим частоте кадров; $k = \overline{0, n}$, где n — число кадров в видеофильме. На k -м кадре реализация дискретного случайного поля $T_k(x, y)$ является сечением упомянутого семейства.

Удобно выделить среднее поле по всем реализациям семейства $T_{a0}(x, y)$, выбрав в качестве начала отсчета линию левого среза изображения образца (x_0 и перпендикулярная ей прямая) и линию заданного уровня $T_{a0}(y)$ средней изотермы в каждом покадровом массиве температуры. Последнее эквивалентно использованию подвижной во времени нормальной координаты y , связанной с плоским фронтом волны горения в соответствующей модели. Центрированное случайное поле массива данных о температуре в виде $\Delta T_{k0}(x, y) = T_k(x, y) - T_{a0}(x, y)$ — одна из n реализаций, входящих в ансамбль.

Сечение случайного поля $\Delta T_{k0}(x, y)$ по координате x при фиксированном значении $y_a(T_a)$ в виде зависимости $\Delta T_k(x, y_a)$ представляет собой реализацию случайного процесса на отрезке $0 \leq x \leq h$, где h — ширина образца. Ансамбль включает n опытных реализаций — по числу кадров в видеофильме. Данный случайный процесс может быть определен как стационарный, обладающий эргодическими свойствами [25]. В отличие от этого сечение случайного поля $\Delta T_k(x_p, y)$ при фиксированном значении координаты x_p представляет собой реализацию нестационарного случайного процесса относительно координаты y . Его переменное по y среднее значение $\Delta T_a(x_p, y)$ — это осредненный профиль температуры при соответствующем заданном уровне давления в эксперименте. Даже в одном температурном массиве (кадре) можно выделить сравнительно много реализаций, ограничиваемых только количеством отсчетов (пикселей) по ширине образца. Количество реализаций может быть увеличено в n раз — по числу кадров. Следует отметить, что расширение статистики осуществляется, кроме того, за счет проведения повторных опытов.

Возможно несколько вариантов обработки экспериментального материала, причем во всех случаях речь может идти только об оценках соответствующих случайных параметров в силу ограниченной продолжительности по координатам наблюдаемого физического процесса [24–27]. В рассматриваемом случае это отрезки координат $[0, x_e = h]$ и $[0, y_e]$, где y_e соответствует концу обработки при $T_a = T_e$. Для любого случайного процесса, стационарного и нестационарного, обычно используются комплексные спектры Фурье и построенные на их основе спектры амплитуд и периодограммы, представляющие собой некоторые аналоги спектров плотности мощности на ограниченных интервалах. Однако их трудно анализировать в силу большой изрезанности (очень сильно и беспорядочно осциллирующая функция). Несомненно, более благоприятная ситуация складывается при построении интегральных спектров дисперсии и среднеквадратического отклонения на основе амплитудных спектров, что позволяет выделять гармонические составляющие сигнала и их мощность [27].

Наиболее эффективными для решения поставленной задачи оказались авторегрессионные модели стационарных дискретных случай-

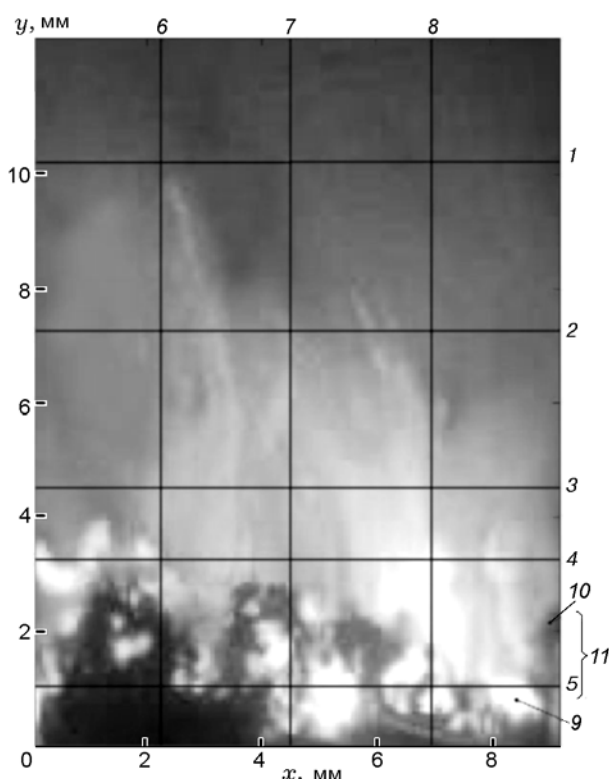


Рис. 5. Видеоизображение зоны горения НТК ($p = 6.0$ МПа):

1–8 — линии обработки температурных профилей, 9 — очаг, 10 — зона депрессии, 11 — каркасный слой

ных процессов, в построении которых использовались опытные дискретные оценки корреляционных функций, отвечающие дискретному сигналу (температуре) в отсчетах. Применение этого подхода к нестационарным случайным процессам типа $\Delta T_k(x_p, y)$ возможно при условии его моделирования с выделением стационарной компоненты [24].

Авторегрессионная модель стационарного процесса $\Delta T_k(x, y_a)$ представляется оценкой корреляционной функции $R_{ij}(\tau)$ в виде аппроксимационного полинома вида

$$R_{ij}(\tau) = \sum_b A_b \exp(-\alpha_b \tau) \cos(2\pi\gamma_b \tau + \varphi_b), \quad (1)$$

где в приложении к одному обрабатываемому кадру индекс k опускается; i, j — номера линий обработки на изображении зоны горения на кадре (рис. 5); τ — текущий интервал (запаздывание) на линии обработки, мм; $b = \overline{1, b_e}$ — номер составляющей; A — относительные ам-

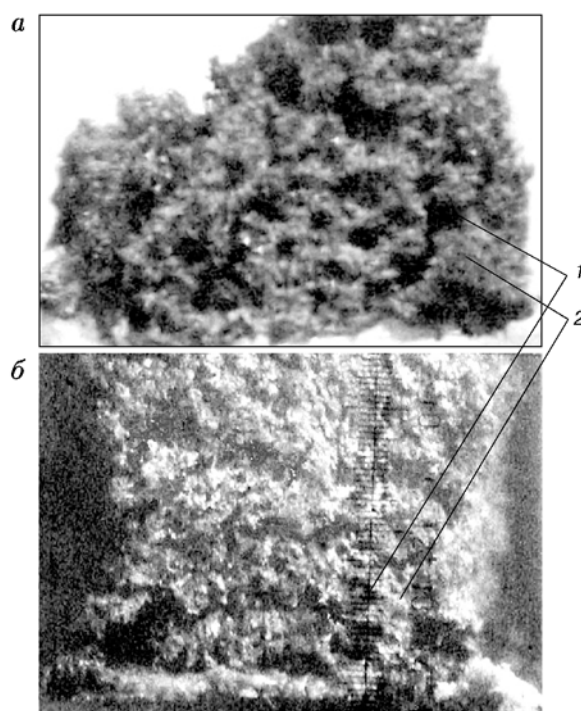


Рис. 6. Фрагменты каркасных образований, оставшихся после сгорания НТК при $p = 6.0$ (а), и 0.7 МПа (б):

1 — каверна на месте очага, 2 — углеродистый остаток в зоне депрессии

плитуды составляющих температуры в масштабе $T_{\max, i}$ (максимальной амплитуды колебаний температуры при измерениях вдоль линии i); α, γ — декремент затухания и частота, мм^{-1} ; φ — фаза. Расположение очагов и зон депрессий в структуре каркаса иллюстрирует рис. 6.

Соотношением (1) определяется правая ветвь оценки корреляционной функции, $\tau \geq 0$. Учитывается, что для центрированных автокорреляционных функций $R_{ii}(\tau) = R_{ii}(-\tau)$; при определении соответствия между измерениями в двух сечениях взаимные корреляционные функции связаны соотношением $R_{ij}(\tau) = R_{ji}(-\tau)$. Определяются также оценки нормированных корреляционных функций $\rho_{ii}(\tau)$ и $\rho_{ij}(\tau)$ — коэффициентов корреляции [25]. В составе $R_{ij}(\tau)$ могут присутствовать чисто экспоненциальные составляющие при $\gamma_b = \varphi_b = 0$.

Определение параметров соотношения (1) по отсчетам температуры попиксельно вдоль выделенной линии проводилось путем компьютерного синтеза соответствующего рекурсив-

Таблица 1

R_{ii}	$T_a(y_a)$, К	$\Delta T_{\max}(y_a)$, К	$R_{ii}(0)$	A_{\max}	R_{ij}	$R_{ij}(0)$	$\rho_{ij}(0)$	A_{\max}
R_{11}	850	60	0.20	0.056	R_{31}	0.18	0.79	0.082
R_{22}	960	80	0.21	0.11	R_{32}	0.13	0.57	0.065
R_{33}	1070	180	0.25	0.14	R_{34}	0.12	0.43	0.060
R_{44}	1150	320	0.32	0.16	R_{35}	0.12	0.39	0.080
R_{55}	1100	370	0.39	0.22	R_{21}	0.08	0.39	0.036

ного фильтра [26] при минимизации квадратического отклонения между опытной и расчетной зависимостями. Последняя определялась параметрами фильтра в итерационном режиме при увеличении числа b_e . Алгоритм включал в себя формирование невязки после 7–11 итераций, для которой синтезировался новый фильтр. Это способствовало выявлению высокочастотных составляющих с малыми амплитудами, близких к гармоническим. Процесс заканчивался на этапе выявления шумов.

В качестве примера приведем отрезки оценок правых ветвей корреляционной функции с амплитудами не менее 10 % от максимальной, а именно оценку автокорреляционной функции профиля температур вдоль линии 3 на рис. 5:

$$\begin{aligned}
 R_{33}(\tau) = & 0.14 \exp(-2.2\tau) + \\
 & + 0.092 \exp(-0.12\tau) \cos(0.22\tau - 0.09) + \\
 & + 0.014 \exp(-0.017\tau) \cos(0.62\tau + 0.98) + \\
 & + 0.06 \exp(-0.005\tau) \cos(0.94\tau + 0.61), \quad (2)
 \end{aligned}$$

оценку взаимных корреляционных функций профилей температур вдоль линий 4 и 5:

$$\begin{aligned}
 R_{45}(\tau) = & 0.036 \exp(-0.022\tau) \cos(0.085\tau + 0.59) + \\
 & + 0.023 \exp(-0.28\tau) \cos(1.1\tau + 0.13) + \\
 & + 0.013 \exp(-0.056\tau) \cos(0.64\tau + 0.69) + \\
 & + 0.008 \exp(+0.008\tau) \cos(0.16\tau + 0.15), \quad (3)
 \end{aligned}$$

а также основные параметры оценок корреляционных функций в табл. 1. При определении параметров R_{ij} осредненные значения температуры и максимальной амплитуды их колебаний представляют собой среднеквадратические значения соответствующих пар R_{ii} .

Полученные зависимости удовлетворяют основным условиям, характеризующим их принадлежность к классу корреляционных функций, так как

$$|R_{ii}(\tau)| \leq R_{ii}(0), \quad |R_{ij}|^2 \leq R_{ii}(0)R_{jj}(0), \quad (4)$$

по крайней мере, для рассматриваемых ограниченных реализаций случайных процессов. Средняя погрешность аппроксимации оценивается менее чем 5 %, но она распределена неравномерно между составляющими, возрастая до 20 ÷ 30 % с повышением их частоты и уменьшением амплитуды. Некоторые малые составляющие (их менее 10 %), как, например, последняя в (3), слабо увеличиваются во времени в пределах погрешности, что обусловлено ограниченностью интервала измерений. В целом, в пределах точности, можно считать, что условия (4) удовлетворяются и для составляющих, часть которых близка к гармоническим. Тогда есть основания рассматривать оценки (1)–(3) не только как интегральные модели, но и как объединения частных моделей, обладающих моночастотными оценками корреляционной функции. Отмечено следующее распределение составляющих этой функции по группам частот (мм^{-1}) и по числу наблюдений: 0.04 ÷ 0.08 (24 %); 0.13 ÷ 0.16 (16 %); 0.21 ÷ 0.37 (29 %); 0.62 ÷ 1.1 (21 %); 1.6 ÷ 1.9 (10 %). Соответствующие значения полупериодов $x_b/2 = \gamma_b/2$ могут служить масштабными величинами при анализе действующих факторов.

Обработка изображения зоны горения по координате y при вариации x_p проводилась с использованием модели, аналогичной рассмотренной в [24]:

$$T(x_p, y) = \langle T_a(y) \rangle + \langle \Delta T_{\max}(y) \rangle f(x_p, y),$$

где $\langle T_a(y) \rangle$ и $\langle \Delta T_{\max}(y) \rangle$ — параметры, осредненные по ширине образца, причем послед-

Таблица 2

R_{ii}	$R_{ii}(0)$	A_{\max}	R_{ij}	$R_{ij}(0)$	$\rho_{ij}(0)$	A_{\max}
R_{66}	0.17	0.09	R_{68}	0.12	0.58	0.10
R_{77}	0.12	0.07	R_{76}	0.08	0.55	0.06
R_{88}	0.25	0.18	R_{78}	0.12	0.68	0.08

ний — убывающая с ростом y функция, промежуточные значения которой приведены в табл. 1 в столбце $\Delta T_{\max}(y_a)$; $f(x_p, y)$ — нормированная центрированная случайная функция, описывающая стационарный случайный процесс. Основные параметры оценок корреляционной функции данного процесса при обработке соотношения вида (1) для сечений 6–8 приведены в табл. 2.

В области обработки определены следующие пропорции между составляющими корреляционной функции с разными частотами по числу наблюдений: γ , мм^{-1} — 0.12 ÷ 0.30 (42 %), 0.40 ÷ 0.70 (32 %), 0.90 ÷ 1.50 (26 %). Отмечено наличие составляющих более высоких частот с приблизительно постоянными амплитудами 5 ÷ 10 % от максимальных значений. Для уточнения результатов по отсчетам оценок корреляционной функции были построены оценки спектров плотности мощности компьютерным способом, что позволило на фоне шумов оценить значения частот в интервале 2.5 ÷ 4.5 мм^{-1} . Им соответствуют линейные размеры флуктуаций 0.11 ÷ 0.20 мм.

Основные черты механизма горения образцов НТК в установке постоянного давления состоят в реализации очагово-пульсационного режима горения [28, 29]. Однако на него накладываются эффекты, связанные с наличием хлорида аммония в рецептуре. Важной особенностью является также присутствие каркасных образований, состоящих из науглерожженных остатков полимерной матрицы горюче-связующего.

В интервале давлений 1.0 ÷ 8.0 МПа размеры очагов уменьшаются с ростом давления от величин, сопоставимых с размерами образца, до значений 200 ÷ 500 мкм при давлениях, близких к 8.0 МПа, что согласуется с размерами, получаемыми при статистической обработке. В зоне очага, по-видимому, ведущей стадией является зона газофазных химических реакций первичного пламени ПХА, имеющая температуру 1 400 ÷ 1 500 К, режим распространения пламени — тепловой, кинетический. Температура в начале отсчетов близка к темпера-

туре поверхности горения ПХА, составляющей в этом диапазоне давлений 850 ÷ 1 000 К, в виде возрастающей функции от давления. Восстановительный газ, истекающий от участков горючего, по-видимому, не успевает полностью прореагировать в пламени, что связано с наличием хлорида аммония. Можно сделать предположение, что на завершающей стадии его частицы газифицируются в виде объемного вскипания в режиме перегрева. Этим могут быть объяснены высокочастотные колебания, фиксируемые на температурных профилях во всех местах, где идентифицируется эндотермический эффект.

Характер профилей температур, измеренных по нормали к поперечному сечению образца, а также вдоль него, свидетельствует о том, что тепловые потоки из первичного пламени ПХА в зоны депрессии незначительны. Температура газообразных продуктов вблизи поверхности этих зон составляет 700 ÷ 800 К, что близко к температуре газификации связующего. Прогрев поверхностных слоев НТК в этих местах, по-видимому, осуществляется за счет действия трех факторов. Во-первых, это макродиффузионный перенос тепла из более прогретых областей газовой фазы; во-вторых, внутренние источники тепла за счет экзотермических реакций разложения компонентов, прежде всего кристаллов ПХА в конденсированной фазе; в-третьих, уменьшение теплоотвода в прогретый слой конденсированной фазы при замедлении скорости перемещения зоны химических реакций. Основная форма тепло- и массообмена между очагами горения и зонами депрессии — процесс турбулентной диффузии из той части зоны горения, где происходит выравнивание состава и температуры.

Таким образом, горение НТК представляет собой сложный физико-химический процесс, обладающий чертами очагово-пульсационного горения с ведущей стадией — зоной пламени ПХА, определяющей скорость сгорания очага. Частицы хладагента оказывают демпфирующее действие на формирование фронта пламени и замедляют среднюю скорость горения, практически не влияя на ее зависимость от давления. Переход к послонно-периодическому горению при понижении давления (для данной НТК ниже 0.5 ÷ 1.0 МПа) в литературных источниках специально не рассматривался. По аналогии сюда можно привлечь представления об «эстафетном» режиме горения гетерогенных

конденсированных систем, содержащих активное горюче-связующее [30].

ВЫВОДЫ

Зона горения низкотемпературных твердотопливных композиций, имеющих в своем составе охладитель, в интервале давлений 0.5 ÷ 8.0 МПа характеризуется большой неравновесной неоднородностью и существенно большей протяженностью, чем у традиционных конденсированных систем. Показано, что в этих условиях весьма эффективен метод видеохроматических измерений поля температур в излучающей части зоны горения. Метод может быть использован для определения локальных значений температуры нагретых объектов различной природы, имеющих сплошной спектр излучения в окрестностях монохроматических составляющих фотоматрицы.

Результаты измерений с помощью разработанной информационно-измерительной системы позволили визуализировать зону горения с количественным определением локальных нестационарных значений температуры, предложить метод измерения скорости горения и локальных скоростей продуктов сгорания на их основе, провести стохастическое моделирование с получением статистических оценок. Это дало возможность сформулировать расширенные представления о механизме горения НТК на основе ПХА с охладителем, который носит очагово-пульсационный характер. Полученная видеoinформация архивирована, допускает дополнительные варианты и может служить основой для базы данных, открытой для расширения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев С. А., Ключников А. Н., Матвеев А. А., Милехин Ю. М., Федорычев А. В., Серушкин В. В. Влияние природы и дисперсности охладителей на закономерности горения низкотемпературных композиций // Четвертая междунар. школа-семинар «Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем»: Сб. материалов. — СПб.: Изд-во БГТУ, 2004. — Т. 1. — С. 37–41.
2. Ларионов Б. И., Милехин Ю. М., Попов В. С., Шитов О. Г. Физико-математическая модель нестационарного горения низкотемпературного смесового твердого топлива // Третья междунар. конф. «Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и в ствольных системах (ICOC-99)». — Ижевск: Изд-во ИПМ УрО РАН, 2000. — Ч. 2. — С. 551–564.
3. Dewitt I. L., Pacanowsky E. Process for the manufacture of oxalyl dihydrazide and the use of same as a coolant in gas generating compositions // Пат. США № 3960946. 1976.
4. Баранов А. А., Беседовский В. Ф., Полуляшный Д. Н., Романов О. Я. Определение температурного поля при горении модельных низкотемпературных конденсированных систем посредством цифровой визуализации // Хим. физика и мезоскопия. — 2006. — Т. 8, № 1. — С. 21–32.
5. Коэн Н. С. Обзор моделей горения смесовых твердых ракетных топлив // Ракетная техника и космонавтика. — 1980. — № 4. — С. 186–209.
6. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Анализ современных моделей стационарного горения смесовых твердых топлив // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 6. — С. 3–15.
7. Бекстед М. В. Современный прогресс в моделировании горения твердого топлива // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 6. — С. 4–24.
8. Бекстед М. В., Дерр Р. Л., Прайс К. Ф. Модель горения смесовых твердых ракетных топлив, базирующаяся на нескольких типах пламен // Ракетная техника и космонавтика. — 1970. — № 12. — С. 107–117.
9. Glick R. L., Condon J. A. Statistical analysis of polydisperse, heterogeneous propellants combustion // 13th JANNAF Combustion Meeting, CIA 281. — 1976. — V. 11. — P. 313–345.
10. King M. K. Model for steady state combustion of unimodal composite solid propellants // AIAA Paper. — 1978. — N 78-216. — P. 216–221.
11. Моделирование процессов горения твердых топлив / Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко, В. Я. Зырянов, В. П. Бобрышев. — Новосибирск: Наука, 1985.
12. Блох А. Г., Журавлев Ю. А., Рыжков Л. Н. Теплообмен излучением: Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
13. Ягодников Д. А., Сухов А. В. Визуализация и анализ турбулентного горения азровзвеси алюминия // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение: Тез. X Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. — Черногоровка, 1992. — С. 99.
14. Зенин А. А., Боболев В. К., Лейпунский О. И., Глазкова А. П. Исследование распределения температур при горении перхлората аммония // ПМТФ. — 1964. — № 3. — С. 154–158.
15. Похил П. Ф., Мальцев В. М., Зайцев В. М. Методы исследования процессов горения и детонации. — М.: Наука, 1969.
16. Марченко В. В., Романов О. Я., Шелухин Г. Г. О зажигании и начальном периоде горения баллистического пороха в канале // Физика

- горения и взрыва. — 1975. — Т. 11, № 4. — С. 519–530.
17. **Жуков А. Г., Горюнова А. Н., Кальфа А. А.** Тепловизионные приборы и их применение. — М.: Радио и связь, 1983.
 18. **Манцветов А. А.** Телекамеры на КМОП фотоприемниках // Вопросы радиоэлектроники. — 2006. — № 1. — С. 63–67.
 19. **Якушенков Ю. Г.** Теория и расчет оптоэлектронных приборов. — М.: Логос, 1999.
 20. **Григорьев В. Г., Зарко В. Е., Куценогий К. П.** Экспериментальное исследование агломерации частиц алюминия при горении конденсированных систем // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 3. — С. 3–10.
 21. **Ярин Л. П., Сухов Г. С.** Основы теории горения двухфазных сред. — Л.: Энергоатомиздат, 1987.
 22. **Картужанский А. Л., Красный-Адмони Л. В.** Химия и физика фотографических процессов. — Л.: Химия, 1986.
 23. **Журба Ю. И.** Краткий справочник по фотографическим процессам и материалам. — М.: Искусство, 1990.
 24. **Шалыгин А. С.** Прикладные методы статистического моделирования. — Л.: Машиностроение, 1986.
 25. **Корн Г., Корн Т.** Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Физматгиз, 1974.
 26. **Сергиенко А. Б.** Цифровая обработка сигналов: Учебник для вузов. — 2-е изд. — СПб.: Питер, 2006.
 27. **Юшин В. И.** О совмещении спектральных и временных оценок // Программные продукты и системы. — 2005. — № 1. — С. 40–44.
 28. **Шелухин Г. Г., Булдаков В. Ф., Белов В. П.** Экспериментальное исследование процесса горения гетерогенных конденсированных систем // Физика горения и взрыва. — 1969. — Т. 5, № 1. — С. 42–51.
 29. **Маршаков В. Н.** Параметры очагово-пульсирующего режима горения нитроглицеринового пороха // Хим. физика. — 1987. — Т. 6, № 4. — С. 530–537.
 30. **Бахман Н. Н., Беляев А. Ф.** Горение гетерогенных конденсированных систем. — М.: Наука, 1967.

Поступила в редакцию 18/II 2008 г.
