

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПРИ КОНВЕКТИВНОМ НАГРЕВЕ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

Л. Галфетти, Дж. Коломбо, А. Меналли, Дж. Бенцони, К. Галли

Миланский технический университет, 20133 Милан, Италия

Нашей исследовательской группой выполняется проект, направленный на создание нестационарной трехмерной численной модели твердотопливного ракетного двигателя. Критические моменты в этой теории связаны с процессами зажигания и распространения пламени. С целью обоснования подхода, используемого в модели, были проведены экспериментальные исследования. В работе описан первый этап исследований. Основное внимание уделяется определению времени задержки зажигания и скорости распространения пламени по плоской пластине образца твердого топлива на основе перхлората аммония и полибутадиена с гидроксильными концевыми группами. Используются различные методики измерений, допускающие обобщение на более сложные геометрии и применение в других рабочих условиях в соответствии с требованиями подхода численной модели.

### ВВЕДЕНИЕ

Детальное понимание процесса зажигания и механизма распространения пламени имеет существенное значение для управления нестационарным процессом зажигания. Для этого требуется осуществлять прецизионный контроль нестационарного давления в камере, т. е. самого значения давления, а также и скорости его изменения, что имеет первостепенное значение для конструкторов ракетных двигателей, особенно когда дело касается вязких и упругих свойств заряда топлива.

Твердотопливные ракетные двигатели часто зажигаются при помощи источников горячего газа, представляющих собой небольшой заряд топлива, генерирующий продукты сгорания в топливную камеру через сужающееся или сначала сужающееся, а затем расширяющееся сопло, расположенное в передней или задней части двигателя. Время задержки зажигания определяется как интервал между началом работы поджигающего устройства и моментом первого зажигания поверхности топлива, время распространения пламени — как интервал между первым зажиганием поверхности топлива и зажиганием всего заряда. В реальных условиях следует принимать во внимание еще и время заполнения камеры — период между моментом окончания распространения пламени и моментом достижения в камере равновесных условий.

Современные конструкции ракетных двигателей позволяют избавиться от таких недостатков в их работе, как возникновение паразитных ударных волн, избыточного давления, «чихания», колебательных процессов горения, а также погасания, случающегося иногда при зажигании. Этого удалось достичь благодаря пониманию физических основ рабочих процессов в двигателе, к которому пришли в результате обширных экспериментальных исследований, выполненных на протяжении последних сорока лет. Тем не менее требуется более углубленное понимание этих сложных процессов с тем, чтобы создать численные модели, которые способствовали бы снижению огромной стоимости экспериментальной отработки. Это становится особенно актуальным в связи с появлением все более и более крупных твердотопливных ракетных ускорителей.

Для того чтобы создать базу данных для оценки справедливости нестационарной трехмерной численной модели, разработанной нашей исследовательской группой, была построена экспериментальная установка для изучения процесса воспламенения. Запланировано несколько этапов исследования. Первый из них описан в данной работе с учетом следующих упрощающих предположений.

- Рассматривается нереагирующий поджигающий газ, эксперименты проводятся при атмосферном давлении, поток газа одно-

мерный (скорость газа изменяется в аксиальном направлении).

- Используются образцы прямоугольной формы, допускающие приближение плоской пластины.
- Применяется неалюминизированное смесевое топливо на основе перхлората аммония и полибутадиена с гидроксильными концевыми группами.

Результаты измерений интенсивности теплообмена, времени задержки зажигания, скорости распространения пламени и температуры поверхности вносят существенный вклад в оценку параметров, используемых в численных расчетах.

## 1. БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ОБЗОР

### 1.1. Зажигание твердого топлива: теория и эксперимент

Зажигание твердого топлива включает в себя множество физико-химических процессов, происходящих между началом приложения некоторого энергетического воздействия (теплого, химического, механического или даже фотохимического) и полномасштабным горением топлива. «Понятие «зажигание» обычно используется в двух смыслах: 1) процесс достижения полномасштабного горения, 2) момент времени, когда считается, что достигнуто полномасштабное горение. Таким образом, зажигание является протекающим во времени процессом с вполне определенным началом, но момент завершения которого полностью зависит от определения, что именно считать завершением» [1, с. 241–242]. Зажигание топлива достигается, если количество теплоты, выделяющейся при химической реакции, превосходит потери тепла в окружающее пространство. В большинстве случаев принято считать, что полное зажигание действительно произошло, если после удаления внешнего энергетического воздействия наблюдается устойчивое горение топлива. При этом под временем задержки зажигания подразумевается интервал между началом действия внешнего источника и моментом осуществления устойчивого зажигания.

Имеются подробные обзоры на эту тему [2–5], в которых можно найти данные по зажиганию твердого топлива. В них рассмотре-

ны теории зажигания, результаты экспериментальных измерений, а также вышеупомянутый вопрос о критерии зажигания.

Теоретически считается, что критическая или начальная зона, «запускающая» процесс зажигания, расположена либо в конденсированной фазе (экзотермическая, независимая от давления реакция в конденсированной фазе), либо в газовой фазе (пары топлива и окислителя, образующиеся в результате разложения конденсированной фазы, перемешиваются вследствие взаимодиффузии и вступают в экзотермическую реакцию, при этом процесс может зависеть от давления), либо на границе раздела твердой фазы с газовой (экзотермические реакции, начинающиеся гипергольно в результате химической атаки поверхности топлива газами, обладающими высокой окислительной способностью, такими как фтор; процесс также может зависеть от давления).

Теории зажигания можно разделить на три группы: твердофазного, газофазного и гетерогенного зажигания. Теории как газофазного, так и гипергольного зажигания (известного также как гетерогенное) предсказывают значительное уменьшение задержки зажигания с ростом концентрации окислителя и увеличением давления. Этот вопрос до конца не исследован. Возможно, что управляющий процессом механизм различен для разных топлив и различных рабочих условий.

В последних экспериментальных работах по зажиганию твердого топлива в качестве поджигающего воздействия использовалась энергия излучения мощного лазера. Это позволило экспериментаторам определять тепловой поток, воздействующий на образец топлива, независимо от таких параметров среды, как давление, начальная температура и химический состав сжимающего окружающего газа. Кроме того, для экспериментов по зажиганию излучением характерно еще и то, что наряду с нагревом поверхности происходит нагрев внутренних зон образца.

### 1.2. Распространение пламени: теория и эксперимент

После первого появления пламени по скорости его распространения можно определить, какая часть поверхности топлива охвачена горением и, следовательно, какова текущая скорость образования газов. Очевидно, что рост давления в камере сгорания также сильно за-

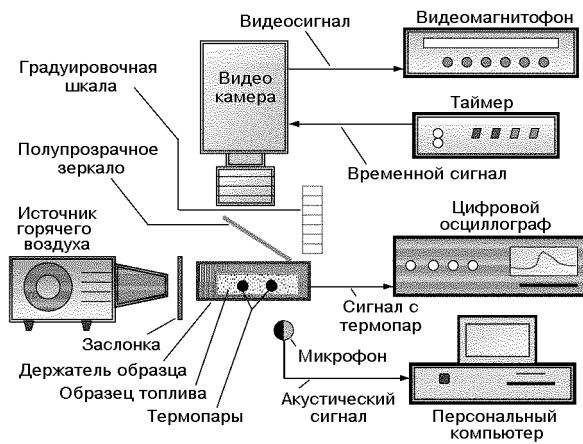


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

висит от скорости распространения пламени. Еще одна причина огромной важности учета скорости распространения пламени — это возможность перехода горения в детонацию.

Закономерности распространения пламени зависят от устройства системы зажигания и интенсивности теплопередачи, газодинамических процессов в камере сгорания, физико-химических свойств топлива, а также от формы и размеров заряда. Этот процесс исследовался как совместно с переходным процессом зажигания, так и отдельно от него. Первые исследования были выполнены в рамках изучения зажигания, обусловленного вынужденной конвекцией.

Моделирование распространения пламени часто основывается на сделанном М. Саммерфилдом и его сотрудниками предположении о последовательном зажигании, не учитывающем механизма зажигания. Согласно этому предположению каждый элемент поверхности топлива зажигается отдельно от других, причем время задержки зажигания для каждого элемента поверхности зависит от теплового потока, попадающего на этот элемент, температуры и состава контактирующего газа и не зависит от состояния примыкающих к нему элементов поверхности.

Обстоятельный обзор литературы по общим вопросам процессов зажигания и распространения пламени по поверхности твердого топлива в ракетных двигателях представлен в работе [1]. В ней особое внимание уделено обширной литературе 70-х годов, в частности работе [6], посвященной зажиганию под действием горячего окисляющего газа в условиях кон-

векции; работе [7], где рассматривается теория распространения пламени; работе [8], описывающей экспериментальный подход к проблеме, а также работе [9] о зажигании в условиях комплексного теплообмена.

## 2. ПОДГОТОВИТЕЛЬНЫЕ ЭТАПЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. На ней показаны основные используемые приспособления: источник горячего воздуха с температурой до  $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ , предназначенный для нагрева образца топлива, заслонка, служащая для предотвращения нагрева топлива во время разогрева источника, держатель образца и образец топлива, помещенные в горячий поток. С правой стороны рисунка показаны регистрирующие системы: видеозаписывающая — для записи нестационарных явлений при зажигании, которые происходят после удаления заслонки по мере распространения пламени по поверхности топлива; термопарная — для записи нестационарного температурного процесса на поверхности топлива; акустическая — для записи через микрофон звукового сигнала, генерируемого образцом во время протекания процесса.

До начала экспериментального исследования были проведены предварительные процедуры, касающиеся определения характеристик потока горячего воздуха в области зажигаемой поверхности топлива и изготовления образцов топлива.

### 2.1. Характеристики источника горячего воздуха

Чтобы получить характеристики источника горячего воздуха, измеряли температуру и скорость газового потока на выходе источника — двумерного сопла, образованного двумя пластинами (рис. 2), расстояние между кото-

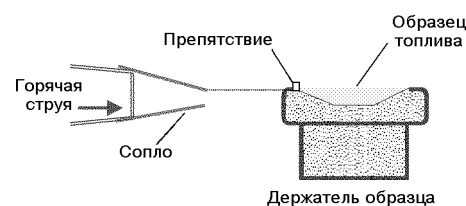


Рис. 2. Схема относительного расположения сопла источника горячего воздуха и образца топлива

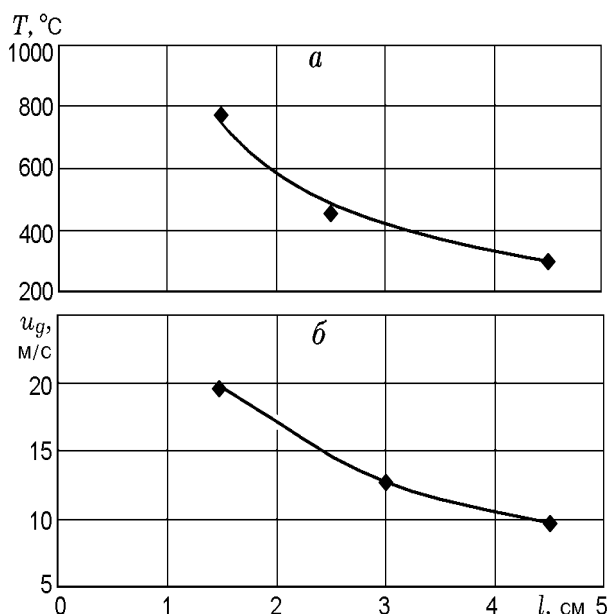


Рис. 3. Зависимость температуры (*a*) и скорости (*б*) струи горячего воздуха от расстояния от среза сопла

рыми на выходе можно изменять с целью получения различных температур и распределений скорости потока. Температура измерялась 50-микронной платино-платинородиевой термопарой в разных точках на оси струи. На рис. 3, *a* приведена типичная зависимость температуры от расстояния между образцом и соплом ( $l$ ) для случая, когда расстояние между пластинами сопла составляет 3 мм. Для измерения скорости потока воздуха использовался лазерный доплеровский анемометр. В струю воздуха впрыскивались капельки масла, увлекаемые потоком. Типичная зависимость скорости потока от расстояния от среза сопла показана на рис. 3, *б* (расстояние между пластинами сопла 3 мм).

## 2.2. Измерение теплового потока

Тепловой поток, падающий на поверхность образца, является фундаментальным граничным условием при исследовании поведения топлива. Точная оценка значения эффективной теплопередачи во время нестационарного процесса зажигания очень сложна и должна включать несколько аспектов, которые можно суммировать следующим образом. Распределение температуры на незажженной поверхности заряда обычно неоднородно, а на границе негорящих участков поверхности топлива с горя-

щими имеет место большой градиент температуры. Скорость газового потока также изменяется в зависимости от координаты и времени. Над горячей частью поверхности топлива происходят: выброс массы, химические реакции, тепловое излучение, образование раскаленных частиц. Что касается негорящих участков, то они могут воспринять часть этого излучения и на них также могут попадать раскаленные частицы, в результате чего возможен их пиролиз. К тому же, коэффициент конвективного теплообмена зависит от высоты выходного сечения сопла и расстояния между соплом и образцом. Следует учесть, что структура потока в камере сгорания модельного твердотопливного двигателя обычно больше соответствует течению в начальном участке трубы, чем развитому потоку в трубе. Более того, течение в камере сгорания существенно нестационарно, и в этой ситуации сложно исследовать его влияние на коэффициент теплопередачи.

В [10] Крейт предложил упрощенную схему этой весьма сложной картины течения. Он предположил, что для очень коротких труб с начальными однородными распределениями скоростей и температур условия течения вдоль стенки близки к условиям течения вдоль плоской поверхности и анализ Полгаузена, выполненный для пограничного слоя вдоль плоской пластины, может дать удовлетворительные результаты для потоков с числом Прандтля, лежащим в интервале  $1 \div 15$ . Если следовать этому упрощению, то аксиально изменяющийся коэффициент теплопередачи будет выглядеть так, как предложено в [11]:

$$h(x, t) = a(k_g/X)(\rho_g X u_g / \mu)^b (c_{p,g} \mu / k_g)^c + \psi, \quad (1)$$

где  $x$  — расстояние от переднего (по потоку) конца образца;  $X = x - \sigma(t)$  — расстояние от фронта пламени;  $\sigma$  — аксиальное положение фронта пламени;  $t$  — время;  $k_g$ ,  $c_{p,g}$  — теплопроводность и удельная теплоемкость потока;  $\rho_g$ ,  $\mu$  — плотность и вязкость потока;  $u_g$  — скорость потока;  $a$ ,  $b$  и  $c$  — постоянные, зависящие от нестационарных эффектов в пограничном слое и в процессах горения и массопереноса. Функция  $\psi$ , которую следует определять экспериментально, зависит от температуры и давления и введена для описания влияния теплового излучения горячего газа и негоревших частиц, ударов частиц о поверхность заряда и конденсации газовой фазы. Дальнейшее приближение состоит в том, чтобы избавиться от

функции  $\psi$  и изменить эмпирический коэффициент  $a$  с той целью, чтобы учесть эффекты, которыми пренебрегли.

Обсуждение влияния механизмов нагрева, вносящих вклад в тепловой поток на поверхности заряда, можно найти в [12] и в цитируемых в ней работах. После появления работы [12] проведены обширные исследования зажигания энергетических материалов в условиях сложного теплообмена. В [9] рассмотрено зажигание посредством нестационарных тепловых потоков, причем особое внимание уделено зажиганию энергетических материалов, находящихся под воздействием запыленных потоков. В списке литературы статьи [9] можно найти наиболее свежие и значительные результаты исследований по зажиганию твердых топлив и энергетических материалов.

Подход, которому следует данная работа, является первым шагом в плане экспериментальной оценки теплового потока, поглощаемого негорящей поверхностью твердого топлива в фазе зажигания. Для этого сделано дальнейшее упрощение: тепловой поток определяется локально, при этом не рассматриваются распределение скорости и неоднородность температуры вдоль оси воздушной струи, описанные в п. 2.1.

Тепловой поток, используемый для конвективного зажигания топлива, измеряется микрокалориметром, расположенным на оси потока горячего воздуха на расстоянии 30 мм от среза сопла. Калориметр представляет собой медный диск толщиной 0,1 мм с припаянной к нему термопарой. Процедура измерения теплового потока начинается с регистрации температурно-временной зависимости, затем проводится дифференцирование логарифмической интерполяционной функции полученной температурной зависимости с целью определения времени, через которое калориметр достиг стационарного состояния. В данной работе значение производной, соответствующее данному состоянию, полагается равным 0,2. После этого вычисляется средняя температура во время «стабильного» режима и находится температура диска  $T_d$ .

Тепловая энергия, поглощаемая диском в единицу времени дается выражением

$$q_i = mc_{p,d} \left( \frac{dT}{dt} \right)_i, \quad (2)$$

где  $m$ ,  $c_{p,d}$  — масса и удельная теплоемкость диска; индексом  $i$  обозначены точки, в которых

производная меньше 0,2. Полная поглощенная энергия будет

$$q_m = \sum q_i \frac{\Delta t}{t_f} \quad (3)$$

( $t_f$  — полное время измерения), а конвективный коэффициент  $h$  можно вычислить из соотношения

$$q_m = Ah(T_g - T_d), \quad (4)$$

где  $A$  — площадь диска. Результаты экспериментов были использованы для нахождения величин  $q_m$  и  $h$ , а также теплового потока на поверхности топлива. Эти экспериментальные результаты вполне соответствуют данным, полученным с использованием эмпирических зависимостей, предложенных в литературе. Ламинарный одномерный теплообмен на плоской поверхности согласно [12] описывается выражением

$$h = 0,332(k_g/x)\text{Re}^{1/2}\text{Pr}^{1/3}, \quad (5)$$

где  $\text{Re}$  и  $\text{Pr}$  — числа Рейнольдса и Прандтля соответственно. Это выражение совпадает с обычной формулой для коэффициента конвективного теплообмена между газом и гладкой плоской поверхностью. На расстоянии 5 мм от переднего торца образца с учетом того, что для воздуха  $\text{Pr} \approx 1$ , расчет дает величину  $h = 126 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ . Следует учесть, что в реальных экспериментах обтекание образца топлива происходило при наличии небольшого препятствия, установленного на переднем торце. Детали геометрии опыта даны в конце параграфа 2.3. Для дополнительной оценки величины  $h$  может быть предложена процедура, основанная на результатах теории зажигания.

Примем, что зажигание препятствия в наших экспериментах представляет промежуточный случай между зажиганиями образца в виде конуса и клина. Формула для времени зажигания конуса содержит коэффициент, пропорциональный  $\text{tg}^2(\varphi/4)$ , а для клина — пропорциональный  $(\varphi/\pi)^2$ . Здесь  $\varphi$  — угол при вершине поджигаемого тела. Численное значение коэффициента в нашем случае ( $\varphi = \pi/2$ ) для конуса равно 0,17, а для клина — 0,25, тогда среднее значение 0,21. Соответственно, значения теплового потока, требуемого для зажигания препятствия за время  $0,4 \div 0,5$  с (экспериментально определенное время зажигания),

равны  $\approx (8 \div 9,6) \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>. Эти значения соответствуют величинам коэффициента теплообмена  $h$ , равным  $138 \div 150$  Вт/(м<sup>2</sup>·К), которые в пределах экспериментальной погрешности согласуются с величиной коэффициента, определенного в опытах без горения. Приведенные выше значения коэффициентов теплопередачи получены с помощью интегрирования выражения для теплового потока при переменной температуре\*.

### 2.3. Образцы топлива

Топливо, используемое в исследованиях, было приготовлено в нашей лаборатории. Оно состояло из смеси перхлората аммония и полибутадиена с гидроксильными концевыми группами. Основные компоненты топлива: окислитель (перхлорат аммония, 80 %), горючесвязывающее (полибутадиен с гидроксильными концевыми группами, 14,4 %), пластификатор (DOA, 3 %) и отверждающая добавка (IPDI, 2,6 %). Частицы перхлората аммония, содержащегося в топливе, имеют бимодальное распределение (34 % составляют частицы размером меньше 80 мкм и 66 % — размером 80 ÷ 200 мкм). Во время полимеризации топливо выдерживается 24 ч при температуре 36 °С и затем 1 ч при температуре 60 °С. После изготовления определяются характеристики топлива. Прежде всего, это плотность топлива  $\rho_p$  и скорость устойчивого горения  $\bar{r}_b$  в зависимости от давления, необходимые для численных расчетов. Средняя плотность получилась равной  $(1,503 \pm 0,019)$  г/см<sup>3</sup>. Для определения закона скорости горения проведено 15 измерений в среде азота в диапазоне давлений  $p = 1 \div 30$  бар. Получена следующая зависимость:

$$\bar{r}_b = (1,34 \pm 0,050) p^{(0,0445 \pm 0,018)} \text{ [мм/с]}. \quad (6)$$

Численная оценка коэффициента корреляции  $R^2$  дает значение 0,975.

Из произведенных блоков топлива вырезались образцы прямоугольной формы длиной 30, шириной 4,6 и толщиной 4 мм. В результате обширной серии предварительных испытаний возникла идея приклеивать к передней кромке прямоугольного образца кубик топлива объемом 1 мм<sup>3</sup> с целью ускорения процесса и обеспечения распространения пламени с передней кромки.

## 3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

На стенде, сконструированном для исследования конвективного зажигания и распространения пламени, используются различные методики регистрации, описанные ниже.

### 3.1. Видеосъемка процесса зажигания

Видеозаписывающее оборудование используется для изучения нестационарного процесса зажигания и распространения пламени. Оптимальным для исследования первого процесса является значение диафрагмы, равное 2, в то время как для второго — 3,8, поскольку процесс распространения пламени более медленный.

Для съемки использовали камеру «Хубион SVC-09», обеспечивающую пять различных выдержек от 1/500 до 1/10000 и дающую возможность получать 30 кадров в секунду. При съемке сбоку применялся объектив «Fujinon» с фокусным расстоянием 50 мм, а при съемке сверху — «Tamron» с фокусным расстоянием от 80 до 210 мм. Это позволяло достичь очень хорошей контрастности и яркости. Изображение записывалось на видеоманитофон U-Matic Sony V05800IS, позволяющий записывать до 50 кадров в секунду. Для синхронизации моментов съемки кадров использовался таймер For-A VTG-33. Для определения продольной координаты фронта пламени на изображение образца накладывалось изображение шкалы, отражавшейся в полупрозрачном зеркале, расположенном между видеокамерой и образцом.

### 3.2. Измерение температуры поверхности

На поверхности образца на расстояниях 15 и 22 мм от переднего края помещались две платино-платинородиевые термомпары. Термомпары вводились в форме буквы  $\Lambda$  так, чтобы только спай выглядывал наружу. Тем не менее такое расположение приводит к ошибке измерения из-за теплообмена между горячим спаем и холодными проводами, поэтому с целью уменьшения этой ошибки провода термомпары располагались под максимальным углом, который допускали размеры образца. Для введения проводов в образец топлива использовали четыре иглы, они позволяли разместить спай в требуемом месте. Сигнал подавался через компенсационный кабель на цифровой осциллограф Nicolet и записывался с целью последующей обработки.

\*Частное сообщение, Кондриков Б. Н., ноябрь 1999 г.

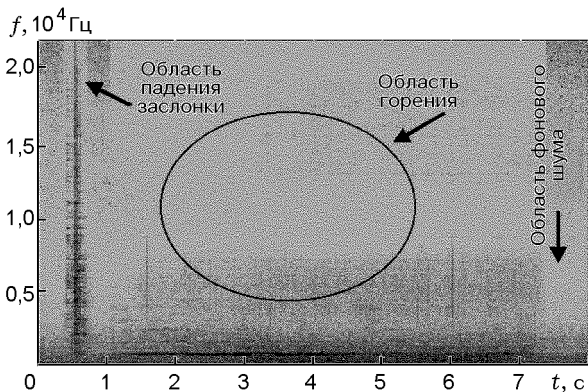


Рис. 4. Характерные участки спектрограммы акустического сигнала, записанного в период зажигания и последующего распространения пламени

### 3.3. Акустическая регистрация процесса зажигания

Для приема акустического сигнала исследуемого процесса использовался направленный микрофон с полосой  $50 \div 15 \cdot 10^3$  Гц и чувствительностью  $(-64 \pm 3)$  дБ. После предварительного усиления сигнал поступал на звуковую карту персонального компьютера Pentium.

В рамках данных исследований сам звуковой сигнал не представляет особого интереса. Гораздо больший интерес вызывает его спектральная характеристика, которую можно без труда получить, используя программу Spectrum из пакета Matlab. Алгоритм Велча, используемый в программе Spectrum, описан в работе [11]. Программа позволяет получать трехмерную спектрограмму, показывающую спектральную плотность мощности различных частот в зависимости от частоты и времени. Двумерная цветная спектрограмма, на которой изменение цвета соответствует изменению спектральной плотности, дает возможность легко определять моменты начала и конца процесса горения, а также находить время задержки зажигания. Черно-белое изображение спектрограммы, приведенное на рис. 4 и 5, позволяет, хотя и со значительными трудностями, распознать различные фазы исследуемого процесса.

## 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

### 4.1. Результаты измерения времени задержки зажигания

Для определения времени задержки зажигания использовались три различных подхода:

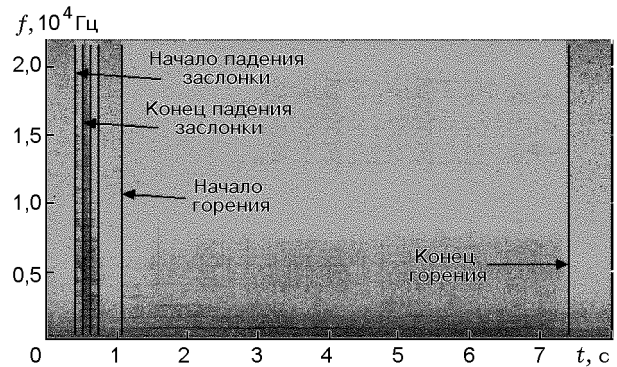


Рис. 5. Результаты анализа спектрограммы

- анализ видеозаписи,
- анализ поведения во времени температуры поверхности, измерявшейся термопарами,
- анализ акустических спектрограмм процесса горения.

Первый подход подразумевает просто просмотр видеозаписи с целью обнаружения первого момента зажигания образца. Время, отмечаемое на кадрах при помощи видеотаймера, позволяет легко провести это измерение.

Второй подход основан на получении и исследовании зависимости температуры поверхности от времени. Типичный вид такой зависимости показана на рис. 6. Для нее характерно достаточно пологое возрастание в первый период, а затем крутой подъем кривой. Резкое изменение наклона вызвано тем, что пламя достигает спая термопары. Чтобы определить время задержки зажигания, исследуется первая часть кривой с целью найти точку,

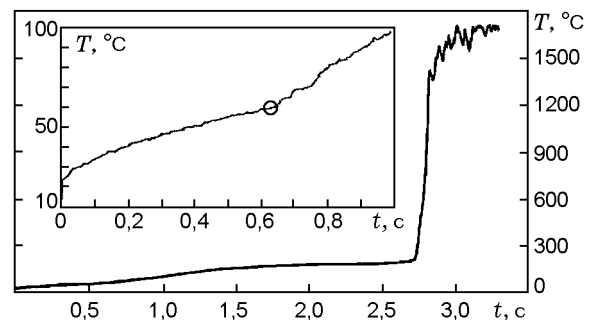


Рис. 6. Зависимость температуры, измеренной термопарой, от времени:

термопара расположена на расстоянии 15 мм от переднего края образца

в которой впервые происходит заметное изменение наклона. Изменение наклона в момент  $t = 0,64$  с обусловлено возникновением фронта пламени за препятствием, расположенным вблизи края образца. Время задержки зажигания — это интервал между моментом изменения наклона кривой и моментом запуска цифрового осциллографа при помощи ключа, срабатывающего при открывании заслонки.

В третьем подходе используется микрофон для записи акустического сигнала на протяжении опыта. На спектрограмме можно распознать три характерных участка (как показано на рис. 4). Первый участок — в левой части спектрограммы — соответствует быстрому открыванию заслонки. Второй участок, занимающий среднюю часть спектрограммы, соответствует горению. Третий участок — состояние после полного окончания горения — здесь представлен фоновый шум, создаваемый работающим двигателем источника горячего воздуха и воздушной струей, попадающей на образец. Детальное прочтение спектрограммы позволяет зарегистрировать явления, отмеченные на рис. 5.

В табл. 1 приведены результаты измерений, полученные с использованием трех методов. Среднее время задержки зажигания оказалось наименьшим в подходе с использованием видеосъемки, а наибольшим — в методе анализа профилей температуры поверхности. Между ними лежат средние значения, полученные в результате анализа спектрограмм. Эту тенденцию демонстрируют обе серии измерений.

Если в качестве основных принять данные, полученные при помощи видеосъемки, то из анализа результатов, приведенных в табл. 2, следует, что при высоте выходного сечения сопла  $\delta = 4$  мм максимальное отклонение данных акустической методики достигает 7,7 % (опыт 44), а среднее отклонение составляет 2,56 %, в то время как температурная методика дает максимальное отклонение 16,7 % (опыт 44) и среднее отклонение 5 %.

В опытах с высотой выходного сечения сопла 3 мм максимальное различие данных, полученных при использовании акустической методики и с помощью видеосъемки, равно 10 % (опыт 81), среднее отклонение 4,83 %. Максимальное отклонение данных, определенных по температурной методике, от данных видеосъемки 9,7 % (опыт 74), а среднее отклонение 6,13 %.

#### 4.2. Анализ ошибок

Экспериментальная неопределенность, характерная для видеосъемки зажигания, определяется временным разрешением и составляет  $\pm 0,01$  с. Если не учитывать ошибок в определении начального момента времени и рассмотреть минимальное значение времени задержки зажигания (опыт 72,  $t_{ign} = 0,280$  с), то максимальная ошибка составит  $dt_{ign}/t_{ign} = 0,036$ .

На экспериментальную ошибку, которую дает метод анализа температурных профилей, влияет способ обработки данных. В нашем случае применяется графическая методика изучения поведения производных в областях до и после изменения наклона кривой. Вследствие этого численно оценить экспериментальную ошибку трудно. Удовлетворительной оценкой этой величины может быть значение  $\pm 0,01$  с. Наименьшее время задержки зажигания, полученное этим методом, составило 0,279 с (опыт 72). При этом максимальная ошибка равна  $dt_{ign}/t_{ign} = 0,036$ .

Ошибка в экспериментальных данных, получаемых из анализа спектрограмм, зависит от точности определения момента времени, когда происходит изменение спектральной плотности. Согласно процедуре получения спектрограмм ошибка определения временного интервала равна половине промежутка времени, в течение которого проводится спектральное разложение. Этот промежуток равен отношению объема массива данных (1024), требуемого для спектрального анализа, к частоте дискретизации звуковой карты (44100 Гц), т. е. 0,023 с, что подразумевает ошибку, равную  $\pm 0,012$  с. Наименьшее значение времени задержки зажигания, полученное этим способом, равнялось 0,278 с (опыт 72), что дает оценку максимальной ошибки  $dt_{ign}/t_{ign} = 0,043$ .

Итак, оцененные ошибки экспериментальных данных, полученных при использовании видеосъемки и посредством анализа температурных кривых, равны между собой и составляют 3,6 %, а для акустической методики эта величина несколько больше и равна 4,3 %.

#### 4.3. Результаты исследования распространения пламени

Скорость распространения пламени измеряли при помощи видеосъемки в предположении, что скорость постоянна. Оценка скорости делалась на базе длиной 7 мм между точками, отстоящими на расстояние 15 и 22 мм от кром-



Таблица 1

Номер опыта	$\delta$ , мм	Задержка воспламенения, мс		
		Видеотехника	Термопарный метод	Акустический метод
22	4	430	451	435
23		580	567	579
28		400	438	425
29		680 (max)	646	642
31		540	571	568
32		440	435	428
34		570	577	570
35		460	492	462
36		330 (min)	344 (min)	321 (min)
37		650	694 (max)	664 (max)
44		390	455	420
67		630	655	649
69		640	674	644
70		610	609	600
71		470	476	474
Среднее значение		$521 \pm 111$	$539 \pm 105$	$525 \pm 107$
72	3	280 (min)	279 (min)	278 (min)
74		370	406	403
77		500	543 (max)	525
78		510 (max)	541	535 (max)
79		300	303	294
80		310	334	317
81		440	398	396
Среднее значение		$387 \pm 97$	$401 \pm 107$	$393 \pm 105$

Таблица 2

Номер опыта	$\delta$ , мм	$\bar{r}_b$ , мм/с	$R^2$	$\bar{r}_b$ , мм/с
		Видеотехника		Термопарная методика
22	4	10,31	0,9907	10,90
23		12,34	0,9897	10,00
32		7,40	0,9843	8,20
35		9,82	0,9910	10,00
36		10,42	0,9910	9,30
37		10,25	0,9673	10,70
74	3	10,84	0,9596	11,60
77		—	—	11,40
78		9,50	0,9859	10,00
80		8,54	0,9917	—
81		11,98	0,9940	—

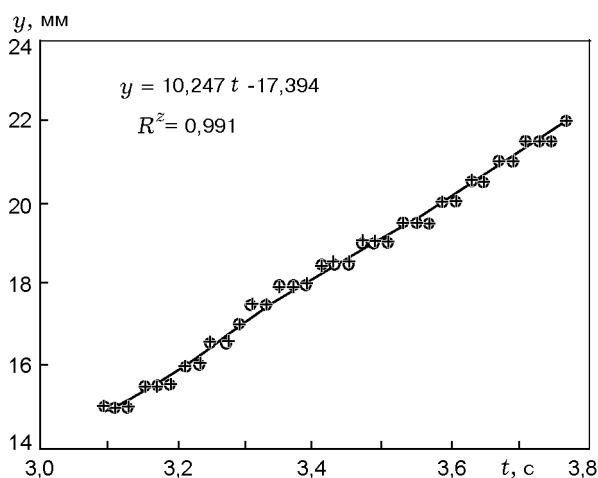


Рис. 7. Зависимость координаты фронта пламени от времени

ки образца. Этот участок соответствует месту расположения двух термопар на поверхности образца и выбран с целью избежать влияния переходных процессов зажигания и потухания. Использование видеокамеры и видеотаймера позволяет определить координату фронта пламени и соответствующий момент времени в процессе опыта. Зависимость координаты от времени интерполируется линейной функцией (рис. 7).

Во втором способе, применяемом для измерения скорости стационарного распространения пламени, используются температурные профили, полученные при помощи термопар, размещенных на горячей поверхности образца топлива. Типичная зависимость приведена на рис. 8. Интервал времени между резкими скачками на обеих кривых в моменты достижения пламенем термопарных спаев определялся графическим методом. Полученные обоими способами значения скорости распространения пламени приведены в табл. 2 для разной высоты выходного сечения сопла (4 и 3 мм).

Из анализа данных табл. 2 с  $\delta = 4$  мм следует, что максимальное расхождение результатов, полученных двумя методами, составляет 19 % (опыт 23), а среднее расхождение 8,7 %. В опытах с  $\delta = 3$  мм максимальное расхождение 7 % (опыт 74), а среднее расхождение 6,1 %.

#### 4.4. Анализ ошибок

Скорость фронта пламени, измеряемая при помощи видеозаписывающей аппаратуры, получается путем построения графика зависи-

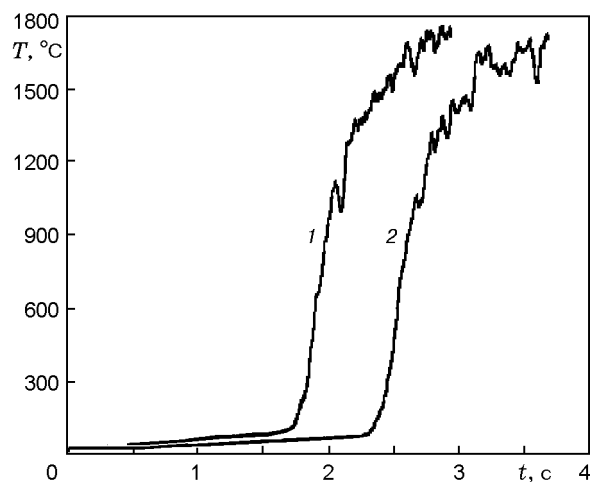


Рис. 8. Зависимости температур, измеренных термопарами, от времени:

термопары расположены на горячей поверхности образца топлива на расстоянии 15 и 22 мм от его края (кривые 1, 2 соответственно)

мости от времени координаты фронта пламени на участке образца между точками, отстоящими от кромки на 15 и 22 мм. Средней скорости соответствует наклон интерполирующей прямой. Если уравнение этой прямой записать в виде

$$x = mt + b, \quad (7)$$

то экспериментальная ошибка будет определяться среднеквадратичным отклонением  $S_m$  величины  $m$  согласно формуле

$$S_m^2 = NS_x^2 [N\Sigma t^2 - (\Sigma t)^2], \quad (8)$$

где  $S_x^2$  — разброс измеренных координат пламени,  $N$  — количество точек измерений,  $t$  — время. Ошибка измерения координаты фронта пламени является случайной величиной и связана с округлением при определении самих координат. Считая точность измерения координаты фронта пламени равной  $\pm 0,25$  мм, можно принять, что плотность вероятности распределения координат в интервале  $(-0,25 \div +0,25$  мм) постоянна и равна 2. Для такого распределения вероятности разброс координаты фронта пламени согласно вышеупомянутой формуле [13] равен

$$S_x^2 = \int_{-0,25}^{0,25} x^2 p(x) dx = 0,02. \quad (9)$$

Зная разброс координаты фронта, можно оценить разброс наклона интерполирующей пря-

мой и тем самым найти стандартное отклонение. Наибольшее полученное значение составило +0,141 мм/с. Наименьшее значение скорости, измеренное при помощи видеосъемки, равно 7,4 мм/с (см. табл. 2, опыт 32), что дает

$$dV/V = 0,019. \quad (10)$$

Еще одной ошибкой, возникающей при определении углового коэффициента линейной интерполирующей функции, является систематическая ошибка, возникающая при калибровке шкалы внешней линейки при помощи линейки, помещенной на поверхности образца. Толщина рисок шкалы линейки составляет 0,1 мм и в наихудшем случае перекрытия этих шкал возникает ошибка  $dx = 0,05$  мм. Если калибровка производится на длине 10 мм, то относительная ошибка определения расстояния составит 0,005. Расстоянию от края, равному 15 мм, будет соответствовать ошибка 0,075 мм, а расстоянию 22 мм — ошибка в 0,11 мм. Полученная относительная ошибка такая же, как и ошибка, возникающая при определении наклона интерполирующей прямой и, следовательно, при нахождении средней скорости фронта пламени. Обозначим через  $m_e$  экспериментально определенный наклон, а  $m_c$  — скорректированный наклон. Тогда

$$m_e = \Delta x / \Delta t, \quad (11)$$

$$m_c = [\Delta x + \Delta x \varepsilon^{syst}] / \Delta t, \quad (12)$$

$$m_c - m_e = [\Delta x / \Delta t] \varepsilon^{syst}. \quad (13)$$

Для относительной систематической ошибки приведем следующее выражение:

$$\varepsilon^{syst} = (m_c - m_e) / m_e. \quad (14)$$

В итоге, максимальная относительная ошибка при определении средней скорости посредством видеосъемки составит

$$dV/V = |dV/V|_{regression} + |dV/V|_{tuning} = 0,024. \quad (15)$$

Наибольшее значение экспериментальной ошибки в методе температурных измерений может быть получено дифференцированием выражения для скорости:

$$V = \Delta x / \Delta t, \quad (16)$$

где  $\Delta x$  — расстояние между термопарами, а  $\Delta t$  — интервал времени между точками с резким изменением наклона температурных профилей. При дифференцировании формулы (16) получается выражение

$$|dV/V| = |dx/x| + |dt/t|. \quad (17)$$

Итак, чтобы оценить ошибку определения скорости, необходимо учесть ошибки определения расстояния и интервала времени. Что касается расстояния, то ошибка при его измерении кронциркулем равна  $dx = 0,025$  мм. Расстояние между термопарами 7 мм, откуда следует, что  $dx/x = 0,0036$ . Еще одной причиной ошибки является тот факт, что диаметр игловок, используемых для введения термопар в образец, больше диаметра проводов термопар. Учитывая, что диаметр игловок 0,5 мм, а диаметр проводов 0,05 мм, получим, что максимальное значение ошибки определения координаты  $dx$  обусловлено неточностью в расположении термопары, составляющей 0,5 мм. Отсюда следует, что  $dx/x = 0,0714$ . К тому же фронт пламени не является абсолютно плоским, поскольку топливо состоит из зерен. В качестве оценки толщины фронта пламени можно взять значение максимального размера зерен перхлората аммония, которое составляет 200 мкм. Фронт пламени проходит расстояние в 7 мм, откуда получаем  $dx/x = 0,0286$ . В предположении отсутствия корреляции этих ошибок совокупную ошибку, согласно [13], выразим как

$$\left(\frac{dx}{x}\right)_{total} = \left[\left(\frac{dx}{x}\right)_1^2 + \left(\frac{dx}{x}\right)_2^2 + \left(\frac{dx}{x}\right)_3^2\right]^{1/2}, \quad (18)$$

что дает относительную ошибку определения расстояния, равную 0,076.

Для оценки ошибки измерения интервала времени следует принять во внимание следующее: наименьший измеренный временной интервал 0,6 с, а его разброс зависит от неопределенности в нахождении моментов времени, в которые на температурном профиле происходит переход от малого наклона к большому. Применялся графический метод, и поэтому трудно точно определить момент перехода. Удовлетворительной оценкой значения этой неопределенности является величина 0,01 с, откуда следует, что  $dt/t = 0,017$ . Полная ошибка, оцененная как сумма обоих вкладов, составляет

$$|dV/V| = |dx/x|_{total} + |dt/t| = 0,093. \quad (19)$$

Таким образом, методика с использованием видеосъемки дает ошибку в 2,4 %, в то время как методика измерения температуры поверхности — 9,3 %.

## ВЫВОДЫ

В данной работе проведено экспериментальное исследование зажигания и последующего распространения пламени по поверхности твердого топлива на основе смеси перхлората аммония и полибутадиена с гидроксильными концевыми группами.

В экспериментах использовались прямоугольные образцы топлива, обеспечивающие простые геометрические условия протекания процесса. Зажигание осуществлялось потоком горячего газа. Опыты проводились при атмосферном давлении, использовался поток горячего воздуха с температурой порядка  $\approx 800$  °C и скоростью  $\approx 20$  м/с, обеспечивающий тепловой поток менее 1 кал/(см<sup>2</sup>·с). Эти условия очень далеки от тех, которые создаются в реальных твердотопливных ракетных двигателях, однако они позволяют изучить переходный процесс зажигания и удостовериться в справедливости численной модели в случае простой геометрии.

Для регистрации процесса применялись разные методики: видеосъемка, измерение температуры поверхности и спектральный анализ акустического сигнала. Относительно полученных результатов и точности измерений можно сказать, что в лабораторных условиях все три методики оказались эквивалентными, однако в условиях, близких к имеющим место в ракетных двигателях, требуются более высокая частота видеосъемки и менее инерционные термометры.

В дальнейшем будут предприняты следующие шаги.

1. С использованием источника горячего воздуха, обеспечивающего получение больших тепловых потоков, будут проведены измерения температуры и скорости потока вдоль оси струи с целью получить меняющийся с расстоянием от среза сопла коэффициент теплоотдачи.
2. Предполагается исследование процесса зажигания в камере сгорания с целью изучения влияния давления на время задержки зажигания и скорость распространения пламени.
3. Будут рассмотрены более сложные геометрии заряда твердого топлива и поля скоростей газа.

Результаты, изложенные в данной работе, были получены благодаря поддержке программы исследований Итальянским космическим агентством (контракт ARS-98-198).

Авторы выражают свою благодарность доктору Ф. Коцци за полезные обсуждения и профессору Л. Т. Де Луке за поддержку и помощь.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Kumar M. and Kuo K. K.** Flame spreading and overall ignition transient // Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 90, ch. 6. Washington: AIAA, 1984. P. 306–360.
2. **Kulkarni A. K., Kumar M., and Kuo K. K.** Review of solid propellant ignition studies // AIAA Paper N 80-1210. July 1980.
3. **Hernance C. E.** Solid propellant ignition theories and experiments // Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 90, ch. 5. Washington: AIAA, 1984. P. 239–304.
4. **Vilyunov V. N. and Zarko V. E.** Ignition of Solids. Elsevier Ed., 1989.
5. **Lengellé G., Bizot A., Duterque J., and Amiot C.** Ignition of solid propellant // La Recherche Aérospatiale. 1991. N 2. P. 1–20.
6. **Kashiwagi T., Kotia G. G., and Summerfield M.** Experimental study of ignition and subsequent flame spread of a solid fuel in a hot oxidizing gas stream // Combust. Flame. 1975. V. 24, N 3. P. 357–364.
7. **Feng C. C. and Sirignano W. A.** Further calculations of based upon a theory of flame spread across solid fuels // Combust. Flame. 1977. V. 29, N. 3. P. 247–263.
8. **Andoh E., Mizomoto M., and Ikai S.** Flame spreading over the surface of a solid propellant. Pt 1: Experimental results // Combust. Sci. Technol. 1981. V. 26, N 3–4. P. 135–146.
9. **Merzhanov A. G. and Averson A. E.** The present state of the thermal ignition theory: an invited review // Combust. Flame. 1971. V. 16, N 1. P. 89–124.
10. **Kreith F.** Principles of Heat Transfer. Scranton: Intern. Textbook Company, 1958.
11. **Proakis J. G. and Manolakis D. G.** Digital Signal Processing. 3rd Ed. Prentice Hall Intern., 1996.
12. **De Soto S. and Friedman H. A.** Flame spreading and ignition transients in solid grain propellants // AIAA Journal. 1965. V. 3, N 3. P. 405–412.
13. **Doebelin E. O.** Measurement Systems Application and Design. 5th Ed. McGraw Hill Intern. Editions, 1990.