

4. D. Milks, R. Matula. 14-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1972.
5. А. А. Борисов, С. В. Егоркин, В. М. Заманский и др. Кинетика и катализ, 1979, 20, 6, 1395.
6. А. А. Борисов, В. М. Заманский, Г. И. Скачков. Кинетика и катализ, 1978, 19, 4, 853.
7. С. В. Кондрашов, С. И. Крючков, Н. Н. Кудрявцев и др. Препринт ИТМО АН БССР, 1984, 5.
8. И. С. Заслонко, С. М. Когарко, Е. В. Мозжухин и др. ФГВ, 1978, 19, 1, 3.
9. А. Б. Британ, С. А. Лосев, О. П. Шаталов. Квант. электроника, 1974, 1, 12, 2620.
10. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
11. В. М. Дорошенко, Н. Н. Кудрявцев, С. С. Новиков. ФГВ, 1981, 17, 3, 83.

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СТАБИЛЬНОСТИ ПЛАМЕНИ В МОДЕЛЬНОМ ЖРД НА ТОПЛИВЕ ГАЗООБРАЗНЫЙ КИСЛОРОД — ЖИДКИЙ АММИАК

В. В. Белый, Р. Д. Дулатов, Д. С. Жук, В. В. Соловьев

(Москва)

Один из трудных вопросов теории вибрационного горения в ЖРД связан с нерегулярным, статистическим характером возбуждения автоколебаний в некоторых объектах этого типа при фиксированных условиях подачи топлива. Факты такого рода отмечены, например, в [1, 2]. Распространенное объяснение [2] основано на представлении о нелинейном, так называемом жестком возбуждении автоколебаний под действием случайных импульсов давления, иногда возникающих в камерах сгорания. Другая мыслимая причина названной нерегулярности — случайные (относительно режима подачи топлива) вариации структуры пламени в камере сгорания, существенные для устойчивости горения к слабым возмущениям.

Вопрос о механизме и «качестве» стабилизации пламен в камерах сгорания экстремальной теплонапряженности, не имеющих специальных стабилизирующих устройств, мало изучен даже на феноменологическом уровне. Традиционная точка зрения на этот счет состоит в том, что стабилизацию пламени здесь осуществляют рециркуляционные потоки, возникающие за счет впрыска топлива через форсунки, и, следовательно, режим подачи топлива однозначно определяет структуру пламени.

В [3] предложено дополнить такую модель представлением о существовании дестабилизирующей обратной связи, которая реализуется за счет влияния пространственной структуры пламени на рециркуляцию. В [4] изложены результаты исследования пламени в модельном ЖРД схемы жидкость — жидкость на самовоспламеняющемся топливе азотный тетроксид — несимметричный диметилгидразин, полученные с применением СВЧ-интерферометра. Фактически измеряли избыточные (над термодинамически-равновесными) концентрации электронов в зоне пламени. Эксперименты показали, в частности, что кривые распределения электронных концентраций по длине камеры сгорания на стационарных режимах подачи подвержены сравнительно интенсивным хаотическим инфранизкочастотным вариациям. Это непонятно с позиций традиционной модели горения в ЖРД, но согласуется с концепцией, изложенной в [3].

В настоящем сообщении¹ излагаются результаты аналогичного исследования, выполненного на модельном ЖРД схемы газ — жидкость с применением оптических средств идентификации реакционной зоны пламени. Чтобы обойти известное препятствие, связанное с непрозрачностью внутрикамерной среды при использовании углеродсодержащих топлив [5], опыты выполняли на топливе газообразный кислород — жидкий аммиак при комнатной исходной температуре горючего и окислителя.

¹ Работа завершена в 1972 г.

В работе [6], выполненной также оптическими методами на топливе газообразный водород — жидкий кислород, дана только осредненная картина горения; вопрос о ее стабильности не обсуждался.

Эксперимент. Использована камера сгорания модельного ЖРД квадратного (45×45 мм) или круглого (диаметр 45 мм) сечения с тремя вариантами прозрачных окон. Один из них (вариант А) — пластина из кварцевого стекла, служащая стенкой камеры сгорания квадратного сечения; длина окна от среза форсунки до сопла 160 мм. Такие окна приходилось заменять после одного-двух огневых экспериментов длительностью 1 с ввиду растрескивания огневой поверхности стекла.

Для выполнения локальных измерений изготовлена секционированная камера сгорания круглого сечения. Одна из секций снабжена патрубком с заделанным в него круглым окном (диаметр 20 мм) из кварцевого стекла (вариант Б), которое можно было устанавливать на различных расстояниях от среза форсунки. Внутреннюю поверхность стекла обдували азотом.

Наконец, в серии экспериментов методом циклического сканирования по длине камеры сгорания (см. ниже) использовали окно щелевого типа (вариант В). Прерывистая щель по всей длине камеры образована стеклянными стержнями диаметром 5 мм с оплавленными торцами. Стержни заделаны в пластину из нержавеющей стали на эпоксидном клее с интервалами 5 мм.

В качестве смесеобразующего устройства использовали одну двухкомпонентную форсунку с внутренним смешением. Особенности конструктивного выполнения форсунки оказывали сильное влияние на такие характеристики, как коэффициент полноты давления и устойчивость (акустическая) горения. На разных этапах работы применяли два отработанных варианта форсунки с незначительными конструктивными различиями. Оба варианта обеспечивали значение коэффициента полноты давления 0,92—0,95. Полностью устранить акустическую неустойчивость горения не удалось: она появлялась в отдельных экспериментах с относительной частотой порядка 10^{-1} . Стабильность характеристик распыла проверена специальными экспериментами — регистрацией светорассеяния факелами распыла.

Во всех опытах, о которых в дальнейшем пойдет речь, расход топлива составлял 0,15 кг/с. Для стабилизации режима подачи в линиях горючего и окислителя устанавливали дополнительные расходные шайбы. Перепады давлений на них всегда были равны 5 МПа. Статическое давление в камере сгорания изменяли от 1,3 до 4 МПа с помощью набора сменных сопел. Зажигание — электроискровое от источника высоковольтных импульсов с частотой следования 50 Гц. Средняя мощность источника 300 Вт. После воспламенения источник автоматически выключался.

В опытах при значении коэффициента избытка окислителя $\alpha = 0,45$ для надежного запуска потребовалось ввести двухступенчатую схему подачи: сначала расход жидкого аммиака соответствовал $\alpha = 1$, после воспламенения его увеличивали. Все операции по управлению подачей топлива осуществляли с помощью электроклапанов по командам от программного реле. Давление в камере сгорания регистрировали с помощью малоинерционного охлаждаемого датчика индуктивного типа.

В нескольких опытах длительностью по 1 с при $\alpha = 1$ на камере квадратного сечения (окно — вариант А) выполнена скоростная (4000 кадр/с) киносъемка внутрикамерной среды. При соответствующем контрастировании — за счет выбора оптимальной экспозиции — на кинограммах выявлена область повышенной светимости, примыкающая к срезу форсунки (рис. 1). Природа повышенной светимости этой области изучена с помощью спектрографа со стеклянной оптикой. С учетом сведений, содержащихся в [7] относительно кислородоаммиачного пламени, выяснено, что избыточная светимость связана с присутствием в составе спектра α -полосы аммиака (эмиссия радикала NH_2) в желто-зеленой области, а также спектрального континуума в широком диапазоне длин

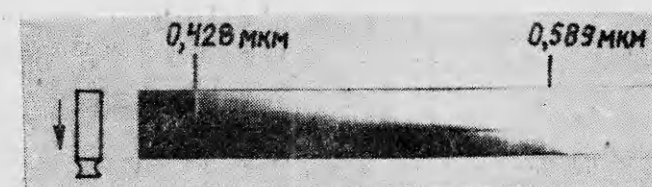
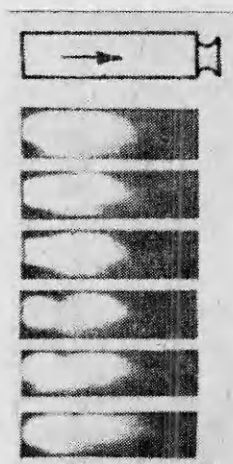


Рис. 2. Распределение спектрального состава излучения по длине камеры сгорания.

Рис. 1. Фрагмент кинограммы пламени в камере сгорания; $p_k = 1,8$ МПа.

волн — до $0,4$ мкм в коротковолновой части, обусловленного неравновесной реакцией $\text{NO} + \text{O} \rightarrow \text{NO}_2 + h\nu$. Названные неравновесные составляющие излучения наложены на сплошной спектр примерно одинаковой интенсивности всюду в камере сгорания. Последний имеет скорее всего термическую природу: его интенсивность быстро растет с увеличением длины волны. Отметим, что протяженность зоны повышенной светимости (по данным кино съемки) заметно изменялась от опыта к опыту и в пределах отдельных экспериментов: максимум примерно в 2 раза.

Другой реализованный прием идентификации реакционной зоны пламени состоял в высвечивании водородного радикала путем ввода в пламя малой ($2 \cdot 10^{-4}$ по массе) примеси меди. Как показано в [8], в присутствии атомов меди в спектре пламени появляется молекулярная полоса гидрида меди с кантом при $0,4280$ мкм. Ее интенсивность пропорциональна концентрации атомарного водорода и слабо зависит от температуры.

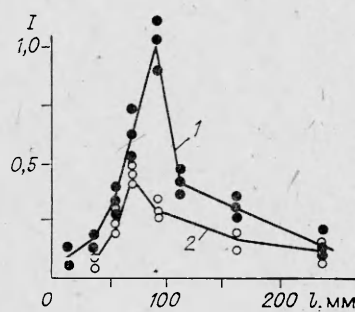
Дозированную присадку меди в виде водного раствора азотнокислой соли перед опытом вводили в бак с жидким аммиаком и тщательно перемешивали. В экспериментах с камерой сгорания квадратного сечения при фотографировании спектра выявлена названная молекулярная полоса гидрида меди. При $\alpha = 1$ ее интенсивность практически не изменяется по длине камеры сгорания. Объяснение состоит в том, что температура равновесных продуктов сгорания в этих условиях близка к 3000 К и равновесная массовая концентрация водородного радикала в них сравнительно велика — около $0,6\%$.

Картина существенным образом изменилась, когда α снизили до $0,45$ (равновесная температура 2000 К). Распределение спектрального состава излучения по длине камеры сгорания в этом случае иллюстрирует рис. 2. Названную молекулярную полосу гидрида меди излучает только область вблизи форсунки. Здесь же спектр содержит названные выше неравновесные составляющие. Сплошной фон, имеющий термическую природу, также исходит преимущественно от реакционной зоны пламени. (На фотографии рис. 2 это видно только в коротковолновой части спектра; длинноволновая часть сильно переэкспонирована.)

В дальнейшем интенсивность излучения канта молекулярной полосы гидрида меди $0,428$ мкм измеряли фотоэлектрическим методом в опытах при $\alpha = 0,45$ на различных расстояниях от форсунки. При этом использовали секционированную камеру сгорания с окном (вариант Б). В качестве спектрофотометра служил зеркальный монохроматор, настроенный на кант названной полосы, в комбинации с ФЭУ. Интервал длин волн, пропускаемый монохроматором, составлял $3 \cdot 10^{-4}$ мкм.

Ввиду низкой интенсивности излучения, достигавшего ФЭУ, для подавления его собственных шумов пришлось ввести в состав измери-

Рис. 3. Осредненные кривые распределения интенсивности излучения по длине камеры сгорания при $p_k = 1,3$ (1) и 4 МПа (2).



тельного тракта прерыватель светового потока и синхронный детектор. Удовлетворительное отношение сигнал — шум достигнуто при полосе пропускания синхронного детектора 0—15 Гц на уровне 3 дБ.

На выходе синхронного детектора при выполнении огневых экспериментов сигнал обычно содержал хаотические колебания, иногда соизмеримые по уровню с его средним значением. Для построения кривых распределения интенсивности излучения по длине камеры пришлось, как и в работе [6], прибегнуть к процедуре осреднения по времени, одновременно увеличив продолжительность каждого опыта до 10 с. Следствием увеличения длительности опытов явились сначала признаки термической эрозии торцевой части форсунки, затем произошел ее разгар. Эти факты оказались в согласии с тем, что абсолютный максимум интенсивности излучения до разгара форсунки зарегистрирован непосредственно у ее среза. Конструкцию форсунки пришлось несколько изменить, и в дальнейшем каких-либо признаков эрозии не возникало. На измененной форсунке получены кривые распределения интенсивности излучения, которые иллюстрируются на рис. 3 для двух значений внутрикамерного давления (каждая точка на графиках соответствует одному огневому эксперименту — среднее по времени значение).

При осциллографировании показаний фотометра в этой серии опытов установлено, что в некоторых из них регистрируемое излучение подвержено хаотическим изменениям с характерными временами порядка 1 с. Это явление обнаруживает плохую воспроизводимость от опыта к опыту при одинаковых контролируемых условиях. (На языке теории случайных процессов можно говорить об отсутствии свойства эргодичности.) Даже в тех случаях, когда подобные колебания были наиболее интенсивны, соответствующие осциллограммы внутрикамерного давления не содержали заметных на глаз нестационарностей.

В работе [3] показано, что такого рода несоответствие легко объяснить, используя основное соотношение развитой в [9] теории внутрикамерной низкочастотной неустойчивости горения в ЖРД

$$\theta \frac{d\varphi}{dt} + \varphi = -\frac{dT}{dt}, \quad (1)$$

где θ — время пребывания газов в камере сгорания; φ — переменная составляющая внутрикамерного давления, отнесенная к среднему давлению;

T — эффективное время сгорания; $T(t) = \int_0^t \tau \frac{\partial \psi(t, \tau)}{\partial \tau} d\tau$.

В последнем равенстве функция $\psi(t, \tau)$ есть безразмерная степень выгорания к моменту текущего времени t порции топлива, поступившей в камеру в момент $t - \tau$. Из уравнения (1) следует, что колебания величины T практически не оказывают влияния на давление в камере сгорания, если они происходят достаточно медленно в масштабе времени θ (в данных опытах $\theta \sim 10^{-3}$ с).

Другой вывод состоит в том, что если выделить из сигнала датчика давления переменную составляющую, отнормировать ее к среднему значению давления и выполнить над полученной реализацией процесса линейное преобразование

$$\theta \varphi + \int_0^t \varphi dt, \quad (2)$$

то тем самым будет «восстановлена» переменная составляющая процесса



Рис. 4. Осциллограмма эффективного времени сгорания $T(t)$ (1) и случайных колебаний интенсивности излучения $I(t)$ (2).
3 — линия нулевого отсчета $I(t)$.

$T(t)$. Такой методический прием реализован с помощью аналоговой электронной схемы, преобразующей сигнал датчика давления в соответствии с формулой (2). Оказалось, что колебания величины T имеют характерные времена изменений того же порядка, что и колебания интенсивности излучения. Для максимальных отклонений T от среднего получены разумные значения порядка 10^{-3} с. Пример синхронной записи процессов $I(t)$ и $T(t)$ в одном из опытов (окно у среза форсунки) приведен на рис. 4. Здесь заметны признаки антикорреляции: рост интенсивности излучения сопровождается снижением величины T , и наоборот.

Чтобы получить более четкое представление о характере вариаций структуры пламени от опыта к опыту и в пределах отдельных экспериментов, применен следующий методический прием. Интенсивность излучения циклически сканировали по длине камеры сгорания со щелевым окном (вариант В). Это достигалось с помощью вращающегося диска, имеющего радиальные прорези. Изображение щели через апертурную линзу проектировали на плоскость диска. Далее излучение проходило через полевую линзу и посредством полупрозрачного зеркала разделялось на два световых пучка. Каждый из них через светофильтр поступал затем на фотокатод ФЭУ. В одном из каналов всегда устанавливали интерференционный светофильтр, настроенный на кант названной выше молекулярной полосы гидрида меди.

Световые потоки, достигавшие двух ФЭУ, в этом случае были достаточно для того, чтобы не прибегать к синхронному детектированию. (Частотный диапазон исследований составлял $\sim 0-1000$ Гц.) Продолжительность одного цикла сканирования 0,07 с. Для получения отметок нулевого отсчета координаты над верхним краем щели помещали малогабаритную лампу накаливания.

При параллельной регистрации сигналов двух фотоумножителей со светофильтрами, настроенными на различные участки оптического спектра, полученные кривые распределения оказались если и не тождественными друг другу, то качественно подобными. Это видно, например, на рис. 5, где воспроизведена синхронная запись в одном цикле сканирования для случая, когда в канале сравнения установлен интерференционный светофильтр, настроенный на D -линию натрия. Аналогичные результаты получены и при установке в капал сравнения цветных стекол, выделяющих красную область спектра.

Отметим дополнительно, что в опыте, иллюстрируемом рис. 5, в бак с жидким аммиаком предварительно введена также присадка нитрата натрия (10^{-4} по массе). Интенсивность излучения D -линии натрия в области максимума кривой распределения оказалась выше, чем у абсолютно черного тела с температурой, равной равновесной температуре горения при данном $\alpha = 0,45$. (Последний факт установлен сравнением излучения пламени и ленточной лампы накаливания с яркостной температурой 2000 К.) Тем же методом циклического сканирования выполнен опыт при значении α , которому соответствует

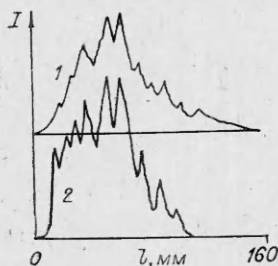


Рис. 5. Фрагмент осциллограммы кривых распределения по длине камеры сгорания интенсивностей излучения в окрестностях канта молекулярной полосы гидрида меди 0,428 мкм (2) и D -линии натрия (1).

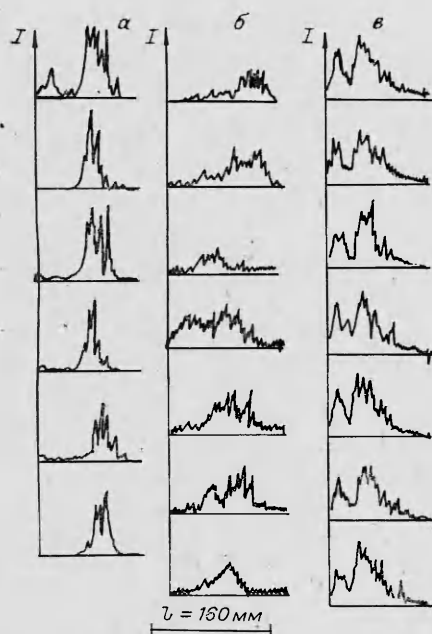


Рис. 6. Три серии кривых распределения.

В том же режиме подачи топлива ($\alpha = 0,45$) без изменения конструкции модельной камеры сгорания. Это позволило выявить следующие особенности в отношении воспроизводимости структуры пламени. В подавляющем большинстве экспериментов полученные осциллограммы (с точностью до флуктуаций) качественно соответствуют осредненным кривым распределения по рис. 3: они имеют колоколообразную форму с одним максимумом. Такой тип кривых находится в качественном соответствии с теми результатами работы [6], которые получены при сопоставимой равновесной температуре горения. Вместе с тем неоднократно получали кривые распределения, существенным образом выпадающие из указанной картины. Соответствующие примеры иллюстрируются рис. 6.

Рис. 6, а — выборка из осциллограммы, полученной в одном из опытов при давлении в камере 4 МПа. Верхний кадр относится к моменту выхода на основной режим подачи топлива; ниже помещены кадры, выкопированные из осциллограммы с интервалами по 1 с. Здесь компактное пламя на протяжении всего опыта сравнительно стабильно находится вдали от форсунки, т. е. вне создаваемой ею зоны рециркуляции.

На рис. 6, б воспроизведены подряд кадры, выкопированные из осциллограммы, полученной в опыте при давлении в камере сгорания 1,4 МПа. Это — случай хаотически блуждающего пламени; характерное время блужданий порядка 10^{-1} с. И в этом опыте осциллограмма внутрикамерного давления не содержит заметных на глаз колебаний.

Рис. 6, в относится к наиболее распространенной разновидности «аномальной» структуры пламени: здесь кривые распределения имеют хорошо выраженную бимодальную форму. Важно, что имевшие место случаи возбуждения акустической неустойчивости горения (возбуждалась первая продольная акустическая мода камеры сгорания) всегда сочетались с кривыми распределения бимодальной формы. В двух опытах акустические автоколебания, возникнув сразу после запуска, спустя некоторое время спонтанно прекращались до выключения подачи топлива. Соответственно наблюдался переход от бимодальной формы кривых распределения к основной — мономодальной. Сказанное иллюстрируется рис. 7.

Все названные формы аномального горения если и возникали, то только от момента запуска: случаев перехода от основной формы к аномальной не отмечено.

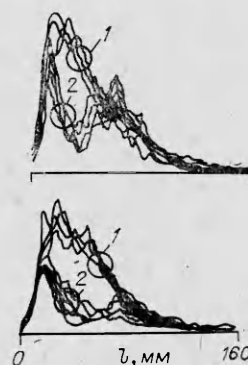


Рис. 7. Кривые распределения при устойчивом горении (1) и при акустической неустойчивости (2).

равновесная температура 1000 К. При этом максимальная интенсивность излучения, зарегистрированная по обоим каналам, снизилась примерно в 1,5 раза.

Всего методом циклического сканирования выполнено несколько сотен опытов при одном и том же режиме подачи топлива.

Обсуждение. Спектрально-оптические свойства пламени при $\alpha = 0,45$ могут быть интерпретированы с позиций известной модели Сполдинга [10], которая относится к механизму горения капель топлива в обтекающем их турбулентном газовом потоке, содержащем пары окислителя. Согласно этой модели, в пограничном слое вокруг горящей капли образуется фронт диффузионного пламени, температура на котором может быть значительно выше равновесной для брутто-значения коэффициента избытка окислителя в двухфазном потоке.

Именно таким образом естественно объяснить повышенную яркость в зоне горения тех составляющих спектра, которые имеют термическую природу. К их числу принадлежит, по всей вероятности, и D -линия натрия. В [11] показано, что фронт пламени в заранее перемешанных водороде, кислороде и азоте с температурой горения 2000 К и выше излучает эту линию практически только за счет термического возбуждения атомов примеси. Облако атомарного водорода (а также радикалов O , OH) в зоне горения может иметь два источника — термическую диссоциацию и химические реакции. Об относительной роли этих источников в рамках данной работы судить трудно.

Заслуживает внимания то обстоятельство, что названное облако обладает в каждый момент времени ощутимой потенциальной энергией (скрытая теплота рекомбинации радикалов). Скорость освобождения этой энергии «чувствительна» к колебаниям давления (плотности). В силу того, что рекомбинация рассматриваемых радикалов происходит путем тройных соударений, при достаточно быстром сжатии или разрежении среды скорость процесса пропорциональна кубу ее плотности. Если плотность пульсирует, то возникает пульсирующее выделение теплоты рекомбинации радикалов. Этот эффект может представлять интерес в рамках проблемы вибрационного горения как один из механизмов обратной связи, способствующий возбуждению автоколебаний.

Наиболее существенный итог выполненных экспериментов состоит в том, что они позволяют говорить об объекте исследования как о существенно стохастическом в том смысле, что стационарный режим подачи топлива не является фактором, однозначно определяющим структуру пламени. Наблюдаемая ее невоспроизводимость (см. рис. 5; 6, $a, в$), по всей видимости, есть следствие стохастичности процесса первоначального воспламенения и формирования той или иной самосогласованной картины пространственного горения, включая специфическую для нее картину рециркуляционных потоков. Из рис. 6, $a, в$ видно, что само пламя в силу его поперечной неоднородности способно генерировать кольцевой вихрь, поддерживающий высокоскоростной режим горения. (Иначе трудно объяснить факт стационарного горения на значительном удалении от форсунки, а также бимодальную форму кривых распределения.) Случай «блуждающего пламени» (см. рис. 6, $б$) можно, видимо, трактовать как особую форму неустойчивости, обусловленную несовершенством механизма автостабилизации пламени [3].

Заслуживает внимания тот факт, что статистика возбуждения акустической неустойчивости горения в данном случае согласуется со статистикой реализации кривых распределения бимодальной формы. Хотя в рамках данной работы нельзя раскрыть соответствующую причинно-следственную связь, отмеченный факт представляет интерес в рамках проблемы невоспроизводимого возбуждения неустойчивого горения в ЖРД. Следует также отметить качественное несоответствие результатов данной работы и [4], выполненной не только на другом топливе, но и при другой схеме смесеобразования.

Таким образом, эксперименты на модельном ЖРД схемы «газ — жидкость» с простейшей схемой смесеобразования показали, что при устойчивом (по признаку стабильности внутрикамерного давления) горении на одном и том же режиме подачи топлива структура пламени является существенно стохастической. Отмечено соответствие имевших

место случаев возбуждения продольной акустической неустойчивости горения одной из форм кривых распределения зоны горения по длине камеры сгорания.

Поступила в редакцию 30/VI 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Неустойчивость горения в ЖРД/Под ред. Д. Т. Харрье, Ф. Г. Рирдона. М.: Мир, 1975.
2. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Д. Г. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
3. В. В. Белый. Докл. АН СССР, 1971, 201, 6.
4. А. Р. Абульханов, В. В. Белый, В. Б. Либрович. Докл. АН СССР, 1974, 215, 6.
5. Н. Н. Соболев. ЖТФ, 1959, 29, 1.
6. С. М. Burrows. 10-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1965.
7. Р. Пирс, А. Г. Гейдон. Отождествление молекулярных спектров. М.: ИЛ, 1949.
8. E. M. Bulewicz, T. M. Sugden. Trans. Faraday Soc., 1956, 52.
9. Л. Крокко, Чжен Синь-И. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. М.: ИЛ, 1958.
10. D. B. Spalding. Fuel, 29, 1, 2.
11. P. J. Padeley, T. M. Sugden. 7-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1959.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ КАПРОЛАКТАМА

В. А. Вольперт, И. Н. Меграбова, С. П. Давтян, В. П. Бегашев
(Черноголовка)

В ряде случаев распространение волн горения или полимеризации характеризуется несколькими источниками тепловыделения. Если источники тепловыделения связаны с экзотермическими химическими реакциями, то рассматривается хорошо известная задача о распространении волны при наличии последовательных [1—4] или независимых [5] реакций. Узость зон реакций, которая часто имеет место в горении, позволяет решать задачу в приближении поверхности горения. Оно дает возможность выявить различные режимы распространения волны (управление, обрыв, слияние), условия их реализации, найти приближенное значение скорости и расстояния между зонами реакций.

Для процессов стадийного горения характерна также малая скорость химической реакции при «низких» температурах, поэтому время выхода на промежуточную асимптотику меньше времени вырождения волны и можно говорить о наличии волны превращения для второй реакции, распространяющейся по продукту первой реакции.

Несколько иная ситуация отмечается для фронтальной полимеризации, сопровождающейся кристаллизацией образующегося полимера. Температурная зависимость скорости кристаллизации достаточно сложна, и кристаллизация расплава полимера может протекать не в режиме распространения волны, а сразу во всем объеме. Тем не менее, формально волны полимеризации и кристаллизации напоминают случай последовательных реакций, однако для полимеризации и тем более для кристаллизации зоны реакций не всегда узкие, поэтому возникает вопрос о возможности применения метода узкой зоны для этих процессов.

В настоящей работе изучается распространение волны анионной активированной полимеризации ϵ -капролактама с последующей кристаллизацией полимера. В стационарном случае этот процесс описывается системой обыкновенных уравнений

$$\begin{aligned} \chi T'' - uT' + q_1\Phi_1(\alpha, T) + q_2\Phi_2(\alpha, \eta, T) &= 0, \\ \alpha' &= 1/u \cdot \Phi_1(\alpha, T), \\ \eta' &= 1/u \cdot \Phi_2(\alpha, \eta, T) \end{aligned} \quad (1)$$