

ПЕРЕСМОТР КОНЦЕПТУАЛЬНОЙ МОДЕЛИ МЕХАНИЗМА ГОРЕНИЯ В ЖИДКОСТНОМ РАКЕТНОМ ДВИГАТЕЛЕ НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫСОКОИНФОРМАТИВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ. II. РЕКОНСТРУКЦИЯ МОДЕЛИ

В. В. Белый, Д. С. Жук, В. В. Соловьев*

Институт нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева РАН, 117912 Москва

* НПО ЭНЕРГОМАШ им. В. П. Глушко, 141400 Химки-1 Московской обл.

На основе накопленных экспериментальных данных установлено, что рециркуляция газов в камере сгорания жидкостного ракетного двигателя происходит за счет не одного (эжекция впрыском топлива), а двух факторов; второй — неравномерная по сечению камеры распределенность источников и стоков газов, обусловленных процессом горения. Второй фактор, воздействуя на рециркуляцию, с некоторой инерционностью вновь действует на горение, и т. д. С учетом других особенностей процесс горения в данном случае должен рассматриваться с позиций теории самоорганизации неравновесных систем. Построена соответствующая концептуальная модель, которая совместима на качественном уровне с экспериментальными данными о различных формах параметрической неустойчивости горения в жидкостном ракетном двигателе.

Первый шаг в направлении достижения принципиального согласия концептуальной модели с экспериментальными данными, приведенными в [1], состоит в следующем утверждении: от схемы прямого управления процессом со стороны комплекса контролируемых условий эксперимента необходимо перейти к схеме с обратными связями.

У истоков реконструкции традиционной модели лежали результаты двух независимых экспериментальных исследований.

Об одном из них уже говорилось в первой части настоящей статьи (см. ссылку [12] в [1]). Там было замечено, в частности, следующее. Со значительной разницей эмпирических вероятностей с момента запуска двигателя при одном и том же комплексе контролируемых условий реализовались несколько существенно разных режимов горения; два из них — стационарные (с точностью до относительно малых флуктуаций), причем кривые распределения интенсивности горения по длине камеры в обоих случаях имели практически мономодальную форму. Однако в наиболее вероятном из этих двух случаев горение начиналось сразу же за форсункой; в другом — между форсункой и пламенем имелась сравнительно длинная «мертвая» зона, с той, однако же, особенностью, что и здесь на многих кадрах сканирования заметно «зародышевое» пламя на ма-

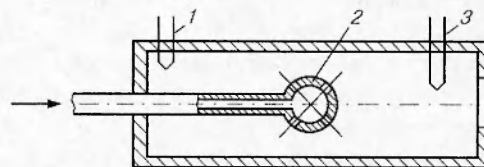


Рис. 1. Физическая модель для изучения инициации рециркуляции ненаправленным источником газа:

1 — термоанемометр в положении у закрытого конца трубы; 2 — сфера с равномерно распределенными по поверхности радиальными отверстиями; 3 — термоанемометр в положении у оси трубы вблизи выходного сужения

лом интервале у среза форсунки. В отдельных опытах кривые распределения имели явно бимодальную форму, причем абсолютный максимум интенсивности горения достигался вблизи форсунки. Эта форма, как было сказано в [1], всегда возникала с момента запуска, но постепенно (на протяжении единиц секунд) переходила в эмпирически наиболее вероятную мономодальную.

На этом основании была предложена гипотеза, согласно которой в камере сгорания существуют два источника вихреобразования: эжекционный (за счет впрыска топлива) и обусловленный самим процессом горения [2]. В силу нелинейности соответствующей гидродинамической задачи эти два источника взаимодействуют не аддитивно.

Благодаря содействию профессора В. Л. Эпштейна, в ЦИАМ были поставлены аэродинамические эксперименты на установке, схему которой иллюстрирует рис. 1¹. В цилиндрическую трубу с одним закрытым торцом вдували воздух через трубку относительно малого сечения с полым сферическим насадком на выходе. По поверхности насадка были равномерно распределены радиальные отверстия со сверхкритическим перепадом давлений на них, которые обеспечивали ненаправленный в среднем вдув воздуха (т. е. это была физическая модель дозвукового течения реального газа с неоднородным по сечению трубы полем источников, имитирующих аэродинамический эффект горения). Абсолютные значения скорости газа ниже и выше насадка вдоль основного потока (вплоть до сечения в непосредственной близости от закрытого конца трубы) измеряли с помощью малоинерционного термоанемометра. Продувки модели показали, в частности, что абсолютные значения скорости газа в ядре потока у выхода из трубы и в зоне рециркуляции у закрытого конца — соизмеримые величины (разница составляла $\sim 20\%$). Тем самым была продемонстрирована способность ненаправленных в среднем источников, неравномерно распределенных по сечению модели, генерировать сравнительно интенсивную рециркуляцию газа. Эти наблюдения свидетельствовали в пользу того, что при горении в жидкостном ракетном двигателе (ЖРД) рециркуляция в действительности формируется под воздействием не одного (впрыск топлива), а двух факторов.

Несомненно, процесс горения в ЖРД протекает при сложнейшем взаимодействии множества составляющих его подпроцессов (прогрев капель топлива, их испарение, горение паров, механическое взаимодействие капель с газовым потоком и др.). Не все из них поддаются строгому теоретическому описанию. Это относится, в частности, к горению ансамбля капель, движущихся в факеле распыла форсунки: знаменитая модель Сполдинга — модель «оболочечного» горения [3], применимая к отдельной капле, здесь оказывается недостаточной [4]. Тем не менее, занимаясь формулировкой соответствующей концептуальной модели, все многообразие действующих факторов позволено разделить на две группы.

1. При фиксированном комплексе контролируемых условий пространственная распределенность процесса собственно горения есть, в сущности, скалярное поле источников и стоков газа (последние — в зоне прогрева капель топлива у форсунок). Локальную интенсивность источников и стоков количественно можно определить, например, как $\dot{v}_b = \text{div } \mathbf{v}$, где $\mathbf{v}$ — скорость газов в данной точке внутрикамерного пространства. В дальнейшем для этого фактора примем символическое обозначение X .

2. Условия горения топлива в данной точке внутрикамерного пространства определяются скалярными и векторными полями, например, скалярными полями температуры и состава газа, векторным полем локальной скорости газа $\mathbf{v}$ (точнее, относительной скорости $\mathbf{v} - \mathbf{v}_d$, где $\mathbf{v}_d$ — скорость капли горючего или окислителя). Вторая группа факторов сильно зависит от общей картины рециркуляции газов в камере сгорания. Будем обозначать этот фактор символом R .

С учетом сказанного ранее выстроим замкнутую цепь причинно-следственных связей в символической форме²:

$$X \rightarrow R \rightarrow X.$$

Напомним, что горение в некотором элементарном объеме воздействует на всё поле рециркуляции, в том числе вверх по основному потоку. Тем самым мы имеем дело с бесконечным множеством нелинейных обратных связей.

Таким образом, от концептуальной модели с прямым управлением со стороны комплекса контролируемых условий мы пришли к сложной системе³, отвечающей понятию нелиней-

²Схема причинно-следственных связей, введенная в [1] применительно к механизму внутрикамерной низкочастотной неустойчивости горения в ЖРД ($\dot{m}_b \rightarrow \tau_b \rightarrow d\tau_b/dt \rightarrow \dot{m}_b$), не может быть использована для построения концептуальной модели параметрически неустойчивого горения в ЖРД, поскольку содержит производную $d\tau_b/dt$ и, следовательно, «не работает» на инфранизких частотах. К тому же внутрикамерная обратная связь этого типа проявляется только в области давлений $\lesssim 4$ МПа; в то же время параметрическая неустойчивость горения в ЖРД может иметь место при существенно более высоких уровнях давления.

³О степени ее сложности свидетельствует, например, любопытная оценка, полученная в [6, с. 259]. Рассматривая сильно упрощенную математическую модель горения в ЖРД, авторы оценили объем машинного времени, необходимого для численного решения задачи об устойчивости процесса; получились времена, выходящие за пределы разумного.

¹Экспериментальную часть выполнил В. М. Солнышкин.

ная, неравновесная, энергетически открытая диссипативная система, охваченная бесчисленным множеством нелинейных обратных связей. Стохастичность размеров и скоростей движения капель топлива и, следовательно, пути их сгорания порождают флуктуации с широким спектром частот, которые возмущают вихревое движение, следовательно, процесс в целом. Такие объекты являются предметом изучения теории самоорганизации в неравновесных системах [4]⁴. И именно у них обнаруживаются, в частности, те особенности «поведения», о которых мы говорили в [1].

В терминах, которые используются в [4], существование при одном и том же комплексе контролируемых условий более чем одного состояния системы связано с понятием «бифуркация» — это «термин, употребляемый в некоторых разделах математики применительно к ситуации, когда некоторый объект $X = X(\lambda)$ зависит от параметра λ (не обязательно скалярного), и в любой окрестности некоторого значения λ_0 последнего (бифуркационное значение или точка бифуркации) исследуемые качественные свойства объекта $X(\lambda)$ не являются одинаковыми для всех $\lambda \dots$ » [5].

Чтобы распространить это понятие на изучаемый здесь процесс, рассмотрим, например, в качестве объекта X введенное выше поле интенсивности горения в камере ЖРД. В качестве значений параметра λ (нескалярного) рассмотрим точки соответствующего функционального пространства в момент запуска двигателя — сразу после воспламенения топлива. Существование точки бифуркации (или множества таких точек) означает возможность реализации с течением времени объектов X с качественно разными свойствами: это могут быть как различные упорядоченные структуры, так и структуры, подверженные существенным стохастическим вариациям.

Сказанного достаточно, чтобы с описанного в [1] явления параметрической неустойчивости горения в ЖРД снять налет таинственности. Однако соответствующая реконструированная концептуальная модель слишком абстрактна; ей желательно придать некоторую наглядность, пусть даже за счет строгости такого рассмотрения.

Выполним следующий мысленный эксперимент. Зададим некоторым произвольным

образом поле локальной интенсивности горения. (Заметим, что, например, на режиме запуска в момент воспламенения топлива поле X формируется стохастическим образом.) В согласии со сказанным выше, это поле окажет влияние на поля условий массо- и теплообмена. Скорее всего, поля второй группы не обеспечат горение с той пространственной структурой, которую мы задали. Если далее предоставить систему самой себе, в ней возникнет некоторый переходный процесс, который может привести к образованию либо стационарной и упорядоченной структуры X — при условии возникновения самосогласованности всей совокупности полей первой и второй упомянутых групп, либо неупорядоченной. Заранее не ясно, установится ли какой-то единственно возможный процесс или один из множества процессов; ответ на этот вопрос как раз и связан с проблемой бифуркаций.

В рамках сформулированной выше концептуальной модели неясно происхождение больших характерных времен, присущих нестационарным процессам при горении в ЖРД.

В силу сложности теоретического описания данной пространственно-распределенной системы прибегнем к анализу некоторого ее одномерного аналога, наделенного лишь отдельными чертами, присущими процессу горения в этих условиях, однако же, как это ни странно, позволяющего объяснить (на качественном уровне) явление параметрической неустойчивости во всем его установленном экспериментально многообразии.

Блок-схема аналога с сосредоточенными параметрами показана на рис. 2,а. Здесь r — переменная, отображающая интенсивность процессов массо- и теплопередачи за счет рециркуляции газов в зоне конечной протяженности, примыкающей с одной стороны к форсункам. Значение r тем больше, чем выше температура газов, переносимых вверх по основному потоку рециркуляцией, и чем больше интенсивность последней. Переменная x отображает эффективную протяженность зоны горения (источников и стоков) в направлении оси камеры сгорания.

На блок-схеме рис. 2,а не указан комплекс контролируемых условий, который считается фиксированным. Отражено существование возмущающих стохастических воздействий на систему $\xi(t)$ — стационарного случайного широкополосного шума типа «белого шума» в достаточно широком диапазоне частот.

⁴В литературе примерно эту же область знаний иногда обозначают терминами «неравновесная термодинамика», «синергетика», «теория катастроф».

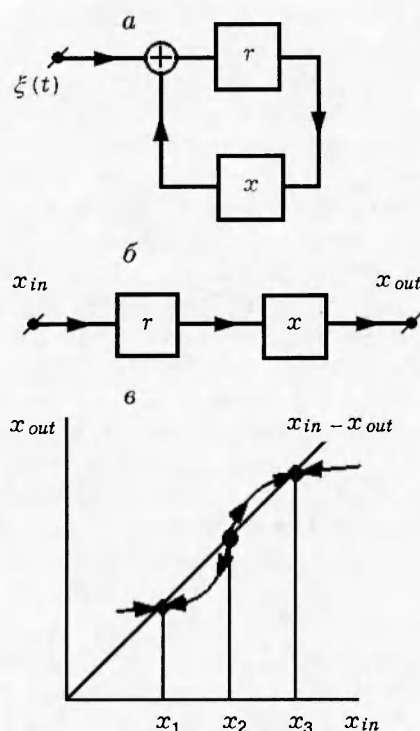


Рис. 2. К выводу уравнения (3)

Из физических соображений следует, что если переменная r возрастает, то x сокращается. С другой стороны, возрастание x (удаление зоны горения от форсунок) должно приводить к уменьшению r за счет выравнивания поперечной неоднородности поля источников (и, следовательно, уменьшения интенсивности вызванной ими рециркуляции) и, возможно, из-за снижения температуры газа в контрольной зоне.

В статике переменные r и x можно описать нелинейными алгебраическими соотношениями (например, в форме полиномов):

$$r = r(x), \quad (1)$$

$$x = x(r). \quad (2)$$

Согласно сказанному выше, производные первого выражения по x и второго по r отрицательны. То есть в статическом приближении коэффициент передачи малых возмущений по контуру рис. 2,а — величина положительная.

Система уравнений (1), (2) должна иметь хотя бы одну пару действительных корней r_k и x_k , чтобы мог существовать стационарный режим горения в отсутствие возмущений широкополосного шума $\xi(t)$.

Для дальнейшего используем распространенный в теории автоматического регулирования

прием: разомкнем контур рис. 2,а и изучим соотношения между его входом x_{in} и выходом x_{out} . Если в соответствии с экспериментальными данными принять, что система имеет хотя бы два устойчивых равновесных состояния, то названную зависимость можно изобразить кривой, показанной на рис. 2,в. Ее основная особенность состоит в том, что она пересекает прямую $x_{out} = x_{in}$ не менее чем в трех точках. В точках x_1 и x_3 производная dx_{out}/dx_{in} , определяющая значения статического коэффициента передачи малых возмущений в разомкнутой схеме рис. 2,б, должна быть меньше единицы (условие устойчивого равновесия). Однако в точке x_2 та же производная неизбежно будет больше единицы, т. е. равновесие здесь неустойчиво. Стрелками на рис. 2,в указаны направления изменений состояния системы при отклонении от равновесия.

Введем еще одну упрощающую гипотезу: предположим, что в динамике разомкнутая система (см. рис. 2,б) представляет собой нелинейное звено первого порядка⁵.

Найдем по статической зависимости рис. 2,в функцию $\gamma(x_{in}) = x_{out}/x_{in}$. Тогда для разомкнутой системы получим

$$\frac{dx_{out}}{dt} = -\frac{1}{\theta} [x_{out}(t) - \gamma(x_{in})x_{in}(t)].$$

Смысл уравнения, очевидно, в том, что изменения состояния системы происходят тем быстрее, чем больше значение $x_{out}(t)$ отличается от статического, соответствующего данному мгновенному значению x_{in} . Время релаксации θ для простоты будем считать константой задачи ($\theta \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ с).

Проанализируем динамические свойства замкнутой системы (см. рис. 2,а). Соответствующее уравнение имеет вид

$$\frac{\theta}{1 - \gamma(x)} \frac{dx}{dt} + x = \frac{\gamma(x)}{1 - \gamma(x)} \xi(t). \quad (3)$$

Приравняем его правую часть нулю (однородная задача) и построим семейство решений для различных начальных условий. Это показано на рис. 3, где каждая кривая имеет определенную ординату в момент времени $t = 0$.

⁵ Вообще-то в приложении к ЖРД здесь следовало бы ввести множество характерных времен, в том числе и время запаздывания горения τ_b , времена механической и тепловой релаксации в зоне горения и др. Однако подобные уточнения не внесли бы ничего принципиально нового, но была бы утрачена прозрачность последующих рассуждений, итоги которых и без того имеют лишь качественный демонстрационный характер.

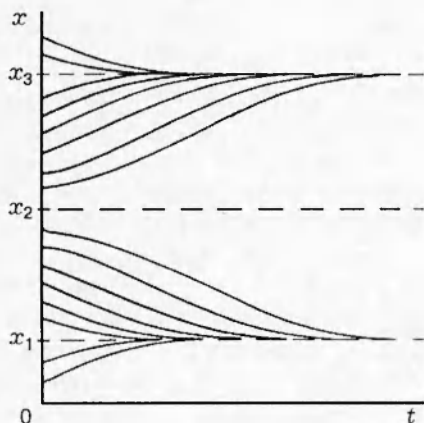


Рис. 3. Семейство решений уравнения (3) при различных начальных условиях

Как видно, семейство решений распадается на два: при $x(0) < x_2$ кривые выходят на асимптоту $x = x_1$; при $x(0) > x_2$ — на асимптоту $x = x_3$. Точка $x(0) = x_2$, в соответствии с принятой терминологией, является точкой бифуркации. По мере приближения параметра $x(0)$ к x_2 сверху или снизу возрастает время выхода на ту или иную асимптоту. Это — нелинейный эффект трансформации (в сторону возрастания) временного масштаба задачи.

Семейство кривых рис. 3 более всего удобно использовать для качественного объяснения параметрической неустойчивости PISD [1]. Для этой формы начальное условие есть состояние системы в момент установления комплекса контролируемых условий сразу после подачи импульсного возмущения. До включения импульса система находилась либо в состоянии x_1 , либо x_3 . Из рис. 3 следует, что для описания процесса не безразлична не только мощность импульса, но и направление, в котором он сдвигает состояние системы: в сторону точки бифуркации x_2 или от нее. То есть импульсное возмущение следует рассматривать не как скаляр, а как некий вектор. И становится понятно (естественно, только на качественном уровне), почему в экспериментах, описанных в [1] в связи с обсуждением параметрической неустойчивости SD, из двух режимов горения только один был «восприимчив» к импульсному возмущению от пиропатрона⁶.

⁶ Не исключено, что какой-то иной способ импульсного воздействия (например, применение детонатора) привел бы к противоположному в этом смысле результату.

В связи со сказанным возникает вопрос относительно реальной информативности испытаний ЖРД на устойчивость импульсным методом [6]. Если под воздействием импульса динамическая неустойчивость не возбуждается, то это, как теперь ясно, совсем не означает, что данный двигатель характеризуется хорошей статистической устойчивостью: импульс мог воздействовать на процесс горения «не ту сторону».

Теперь мы можем также интерпретировать (разумеется, только на качественном уровне) общеизвестные и ранее не объясненные экспериментальные результаты по импульсному возбуждению акустической неустойчивости в ЖРД, приведенные в [1] на рис. 2. Начнем с осциллограммы рис. 2,б. С изложенной точки зрения состояние объекта до подачи импульса отвечало одному из стационаров, при котором горение акустически устойчиво. Импульс «перебросил» это состояние за точку бифуркации с последующим переходным процессом к другому стационару. В область значений x , при которых возбуждается акустическая неустойчивость, объект вошел не сразу, а приблизившись к новому стационарному состоянию спустя сравнительно большое время от момента импульсного воздействия.

Случай, соответствующий рис. 2,в из [1], поддается объяснению в двух вариантах. Первый из них: импульс не перевел состояние объекта за точку бифуркации, но в процессе релаксации переменная x прошла область акустической неустойчивости, лежащую между исходным стационаром и точкой бифуркации. Вторым вариантом объяснения: переход через точку бифуркации имел место, но область акустической неустойчивости не включает в себя ни эту точку, ни второй стационар, она заключена где-то между ними.

Случай, иллюстрируемый рис. 2,г из [1], можно интерпретировать как переход через точку бифуркации от стационара, лежащего в области акустической неустойчивости, к другому, акустически устойчивому.

И наконец, случай, которому отвечает рис. 2,а из [1]. В принципе, как отмечалось, такая форма не противоречит концепции жесткого возбуждения акустической неустойчивости горения. Однако теперь видно и другое объяснение: неустойчивость развивается сразу после подачи импульса в результате перехода через точку бифуркации сразу в область значений x , соответствующую мягкому возбуждению коле-

баний; последняя включает в себя и второй стационар.

Примерно с тех же позиций удастся интерпретировать и непонятые в прошлом особенности возбуждения акустической неустойчивости ЖРД методом направленного вдува газа [6]: оставаясь в рамках все той же модели-аналога, для получения соответствующего решения нужно подставить в правую часть уравнения (3) вместо шума $\xi(t)$ ступенчатую функцию времени.

Относительно параметрической неустойчивости OS [1] способ интерпретации с изложенных позиций во многом похож на предыдущий. Однако есть и одна существенная особенность. Если отнести начальное условие к моменту воспламенения топлива на запуске ЖРД, то в этот момент комплекс контролируемых условий не соответствует режимному комплексу условий. В процессе выхода на стационарный режим подачи топлива происходят вариации (вообще говоря, статистические) изображенной на рис. 2, в зависимости x_{out} от x_{in} . Однако применительно к достаточно примитивной модели-аналогу едва ли следует считаться с такого рода тонкостью.

Вопрос о механизме параметрической неустойчивости RW требует рассмотрения неоднородной задачи, которая формулируется тем же уравнением (3) с ненулевой правой частью. Это — нелинейная задача статистической динамики, которую следует предварительно изучить, проведя линеаризацию уравнения в окрестности одной из точек устойчивого равновесия x_1 или x_3 . Впервые это было сделано в [2], и здесь нет необходимости воспроизводить соответствующие достаточно простые выкладки. Назовем лишь два основных результата.

1. В линейном приближении происходит «трансформация» характерного временного масштаба задачи в сторону его увеличения — тем более значительная, чем ближе к единице статистический коэффициент передачи малых отклонений от равновесных состояний x_1 или x_3 по разомкнутому контуру рис. 2, б. Из широкополосного шума формируется узкополосный, для которого автокорреляционная функция имеет экспоненциальную форму $\sigma_x^2 \exp(-\tau/\theta_{eff})$, где θ_{eff} как раз и есть трансформированный временной масштаб.

2. При фиксированных параметрах шума $\xi(t)$ дисперсия вынужденных случайных колебаний σ_x^2 неограниченно возрастает по мере

приближения названного коэффициента передачи к единице.

Факт нелинейности уравнения (3) порождает специфический эффект, связанный с постулированным существованием точки бифуркации x_2 . Дело в том, что при определенных условиях (в частности, при не слишком малой интенсивности шума $\xi(t)$) в процессе вынужденных случайных блужданий $x(t)$, скажем, в окрестности точки x_1 , с конечной вероятностью значение x может оказаться в области $x > x_2$. Это приведет к качественному изменению случайного процесса $x(t)$. В частности, его математическое ожидание переместится в окрестность точки x_3 . Затем, спустя более или менее длительное время — тем более значительное, чем меньше дисперсия $\xi(t)$, может произойти обратный переход в окрестность точки x_1 , и т. д. Таким образом, процесс случайных блужданий $x(t)$ будет иметь не моно- (как при нормальном распределении), а бимодальную форму одномерной функции плотности вероятностей; преобладающий характерный временной масштаб блужданий будет теперь определяться средними временами достижения случайным процессом $x(t)$ точки бифуркации сверху и снизу.

Наконец, о параметрической неустойчивости RD.

В работе [1] было введено понятие «комплекс контролируемых условий». Необходимо, однако, считаться с тем обстоятельством, что даже при строго фиксированном режиме подачи топлива в ЖРД и в отсутствие каких-либо аварийных ситуаций этот комплекс в действительности может испытывать некоторые изменения. Они могут быть связаны, например, с образованием нагара на форсуночной головке. Этот, казалось бы, «слабый» эффект может оказывать существенное влияние на структуру горения в целом — хотя бы вследствие воздействия на вихреобразование. В рамках рассмотренной модели-аналога подобные явления с формальной точки зрения следует рассматривать как стационарные ($dx/dt = 0$ в уравнении (3)). Наличием в правой части широкополосного шума $\xi(t)$ можно пренебречь. Теперь уравнение (3) переписывается в совсем простой форме:

$$[1 - \gamma(x)]x = 0.$$

Очевидно, что стационарные решения данной задачи (включая положение точки бифуркации) также соответствуют условию $\gamma(x) = 1$. Дело, однако, в том, что даже слабые параметрические изменения объекта (т. е. слабые

вариации зависимости $\gamma(x)$ могут, в принципе, приводить к сильным смещениям стационарных состояний, чтобы равенство $\gamma(x) = 1$ выполнялось.

Естественно, нагарообразование — процесс медленный, к тому же, как показывает опыт, немонотонный. Нагарообразование наиболее заметно при использовании горючих аминного или гидразинового ряда (например, НДМГ). Другой тип явлений того же класса — термохимическая эрозия поверхности форсуночной головки. Есть обстоятельства, в силу которых следовало бы включить в число факторов, рассматриваемых при обсуждении параметрической неустойчивости RD, также и технологический разброс производства двигателей, который не входит в комплекс контролируемых условий. Несмотря на сравнительно высокую точность выполнения элементов конструкции, технологический разброс также воздействует на функцию $\gamma(x)$ непредсказуемым образом. Есть отдельные экспериментальные наблюдения, когда влияние технологического разброса оказывается катастрофическим, например, с точки зрения динамической устойчивости горения в ЖРД некоторых конструкций. Однако проблема эта не изучена сколько-нибудь полно, хотя методические основы для этого, в том числе применительно к наиболее мощным ЖРД, в настоящее время разработаны (см. ссылки [14, 15] в [1]).

Чтобы продемонстрировать черты сходства и различия в отношении параметрической неустойчивости в реальном объекте и в модели-аналоге, мы сочли необходимым нарушить единство формы этой части сообщения и привести на рис. 4 серию осциллограмм, полученных методом вынужденных колебаний с автоподстройкой частоты в резонанс с собственной внутрикамерной низкой частотой серийного ЖРД малой тяги на самовоспламеняющемся топливе несимметричный диметилгидразин и азотный тетроксид [1]. Форсуночная головка в данном случае имеет одну двухкомпонентную центробежную форсунку с внешним смещением в центре ($\alpha \approx 1$) и пять центробежных форсунок горючего по периферии. Среднее значение коэффициента избытка окислителя $\alpha = 0,65$; коэффициенты полноты давления 0,95. Двигатель характеризуется абсолютной динамической устойчивостью в отношении акустических и низкочастотных колебаний. Полное давление в камере 0,4 МПа. Амплитуда вынуждающих колебаний (пульсации расхода газообразного

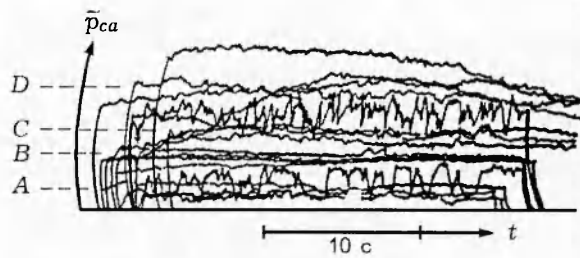


Рис. 4. Сводка результатов регистрации амплитуды вынужденных резонансных низкочастотных («внутрикамерных») колебаний в серии опытов при одинаковых контролируемых условиях:

записи выполнены с помощью медицинского чернильного самописца с криволинейным движением пера по оси ординат, $\bar{p}_{ca}$ — амплитуда резонансных колебаний в одном и том же (условном) масштабе для всех осциллограмм

азота, вводимые в сходящуюся часть сопла Лавыля) также во всех случаях постоянна; частота резонансных колебаний находится в пределах (150 ± 20) Гц.

При первом взгляде на эти кривые возникает ощущение полного хаоса. При более внимательном рассмотрении рис. 4 видно, например, что около значений $\bar{p}_{ca}$, отмеченных символами A и B, группируются две серии сравнительно стабильных осциллограмм. Между ними лежит одна, которая содержит интенсивные хаотические колебания с характерным временем порядка единиц секунд. Форма колебаний определенно похожа на ту, о которой мы говорили при обсуждении нелинейного механизма параметрической неустойчивости RW в модели-аналоге: как будто бы имеются два устойчивых равновесных состояния, а между ними — точка бифуркации. Однако есть одна особенность, которую в рамках примитивной одномерной модели-аналога нельзя объяснить без существенной натяжки. Спрашивается, почему не все записи в диапазоне от A до B представляют собой стохастические колебания, а лишь одна из них? Объяснение, основанное на предположении о повышенной дисперсии $\xi(t)$ в одном случае, было бы слишком искусственным. Реальная причина состоит, вероятно, в другом. Поведение примитивной модели-аналога определяется одним начальным условием — в виде некоторого числа. Реальный ЖРД представляет собой пространственно-распределенную структуру, и начальные условия здесь также распре-

делены по объему камеры сгорания в виде совокупности скалярных и векторных полей. К тому же совокупность соответствующих нелинейных уравнений в частных производных имеет порядок заведомо выше первого, что дополнительно увеличивает объем начальных условий. А из рис. 4 видно, что характер «поведения» кривых складывается сразу после запуска двигателя. И совсем не тривиален, в частности, вопрос: что будет, если при осевой симметрии конструкции камеры сгорания начальные условия лишены свойства симметрии? С учетом того, что система является самоорганизующейся, представляется допустимым предположение, что с течением времени упорядоченная структура пламени никогда не установится, а будут происходить хаотические пространственные ее вариации в трех измерениях.

Нечто подобное отмеченной особенности, хотя и с меньшей четкостью, можно усмотреть и в отношении осциллограмм, группирующихся около уровней *C* и *D*. И здесь в одном случае наблюдаются хаотические блуждания между этими двумя уровнями.

Одна из кривых на рис. 4 является еще одним доказательством существования параметрической неустойчивости *RD*. Нужно сказать, что в процессе экспериментов, результаты которых иллюстрирует рис. 4, несколько раз двигатель снимали со стенда и проводили визуальный осмотр состояния форсуночной головки. Степень нагарообразования изменялась во времени немонотонным образом: то форсуночная головка была сильно зашлакована, то вдруг она оказывалась совершенно чистой. С определенной осторожностью мы склонны рассматривать этот факт в качестве указания на возможный источник параметрической неустойчивости *RD* в данной серии экспериментов.

В заключение необходимо сказать следующее. Нет никаких оснований драматизировать установленный факт существования параметрической неустойчивости горения в ЖРД. Во-первых, само по себе это явление не представляет угрозы с точки зрения работоспособности двигателя, и даже при его наличии последний может быть абсолютно устойчив в отношении вибрационного горения. (Выше были приведены подобные примеры.) Таким образом, параметрическая неустойчивость лишь необходимое, но не достаточное условие неустойчивости статистической. Вместе с тем достигнутая степень ясности в отношении природы статистической неустойчивости ЖРД позволяет наме-

тить пути полного или частичного преодоления связанных с ней трудностей. И в частности, складывается новая версия относительно реального механизма подавления акустической неустойчивости ЖРД с помощью так называемых антивибрационных перегородок. Например, в [6] разные авторы трактуют этот вопрос по-разному. На с. 31 говорится: «...Противопульсационные перегородки нарушают волновое движение вблизи головки и тем самым препятствуют воздействию волн на процессы распыла и смещения...»⁷. На с. 52 сказано следующее: «...Недавнее объяснение влияния перегородок на рабочий процесс [подчеркнуто нами] позволило сократить долю эмпиризма в поисках оптимальной конфигурации перегородок...». Это, видимо, ближе к истине, но еще не истина. Обнаружение параметрической неустойчивости горения в ЖРД навело авторов статьи на мысль, что антивибрационные перегородки в действительности выполняют роль стабилизаторов пламени и, следовательно, являются основания переименовать их в «антибифуркационные». Этому мнению не противоречат отдельные факты негативного влияния перегородок на устойчивость при ошибочном выборе их длины в направлении оси камеры сгорания. Если эта мысль подтвердится (для чего нужны специальные эксперименты), то изменится принципиальное отношение инженеров к конструированию перегородок.

Возникает и еще одна группа вопросов, связанных с проблемой оценки статистической устойчивости ЖРД по малому числу огневых испытаний. С учетом сказанного выше ясно, что ни один из принятых в технике методов таких испытаний в принципе не может обеспечить их объективность. (Вспомним хотя бы не скалярный, а «векторный» характер воздействия импульсных возмущений на процесс горения и, следовательно, на устойчивость.) Эта проблема, имеющая жесткое экономическое содержание, еще ждет своего исследователя. К моменту написания данного сообщения существенная трудность на пути к ее решению — то обстоятельство, что в настоящее время на камерах сгорания серийных ЖРД перестали устанавливать датчики давления в целях увеличения надежности камер. Сейчас средством

⁷ Сомнительность этого утверждения обнаруживают известные факты существенного влияния антивибрационных перегородок, установленных, как обычно, параллельно оси камеры сгорания, на продольную акустическую неустойчивость.

наблюдения внутрикамерного процесса служат датчики давления в топливных магистралях, где фиксируется только факт возбуждения динамической неустойчивости горения. (В отсутствие таковой здесь превалирует гидроакустический шум, не имеющий отношения к внутрикамерному процессу). Одно из решений этой проблемы состоит в установке на внешней поверхности камер сгорания ЖРД проволочных тензометров или датчиков вибраций. Все это непросто по причинам, известным специалистам. Но иного пути, полагаем, нет.

ВЫВОДЫ

1. Показано, что для объяснения (на качественном уровне) обнаруженных форм параметрической неустойчивости горения в ЖРД необходимо заменить концептуальную модель процесса, в которой имеет место непосредственное управление им со стороны комплекса контролируемых условий эксперимента, моделью с обратными связями.

2. Указана физическая природа реально существующих обратных связей.

3. Реконструированная концептуальная модель относится к классу самоорганизующихся неравновесных систем с характерными для них особенностями, которые продемонстрированы на качественном уровне посредством анализа простейшей математической модели-аналога изучаемых объектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Белый В. В., Жук Д. С., Соловьев В. В.** Пересмотр концептуальной модели механизма горения в ЖРД на основе результатов высокоинформативных экспериментов. I. Обзор экспериментальных работ // *Физика горения и взрыва*. 1998. Т. 34, № 5. С. 29–42.
2. **Белый В. В.** К вопросу о механизме автостабилизации пламени в камере сгорания жидкостного ракетного двигателя // *Докл. АН СССР*. 1971. Т. 201, № 6. С. 1326–1329.
3. **Spalding D. B.** The combustion of liquid fuels // *Fourth Symp. (Intern.) on Combustion*. Baltimore: Williams and Wilkins, 1953.
4. **Chigier N. A.** The atomization and burning of liquid fuel sprays // *Energy and Combustion Science* / N. A. Chigier (Ed.). Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Frankfurt: Pergamon Press, 1979.
5. **Николис Г., Пригожен И.** Самоорганизация в неравновесных системах; от диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации. М.: Мир, 1979.
6. **Неустойчивость горения в ЖРД** / Под ред. Д. Т. Харрье., Ф. Г. Рирдона. М.: Мир, 1975.

Поступила в редакцию 18/VIII 1998 г.