

УДК 629.7.036.5

Я.А. Лисочкин

АСИНХРОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОГО ГОРЕНИЯ

Экспериментально исследован режим асинхронного возбуждения высокочастотного горения в ЖРД под воздействием периодического изменения площади критического сечения сопла. С помощью метода асимптотических приближений рассмотрена математическая модель камеры сгорания с нелинейным законом горения и получено условие асинхронного возбуждения неустойчивого горения.

Возбуждение автоколебаний в камере сгорания жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) под воздействием искусственно созданного возмущения давления — давно установленный экспериментальный факт. В литературе (например, в [1]) рассматривается в основном проблема устойчивости горения к импульсным возмущениям. С другой стороны, еще в 30-х годах при разработке ламповых генераторов отмечалось, что возбуждение в электрической схеме вынужденных периодических колебаний с частотой, отличной от собственной (резонансной) частоты, приводит при определенных параметрах схемы к возбуждению автоколебаний. Такой тип возбуждения в теории нелинейных колебаний называется асинхронным.

Асинхронное возбуждение высокочастотного горения впервые обнаружено автором в 60-х годах при отработке метода получения вынужденных колебаний давления в камере сгорания ЖРД с помощью устройства, позволяющего периодически изменять площадь критического сечения сопла (рис. 1). С этой целью применялся диск с 36-ю прямоугольными лопатками, которые при прохождении под срезом сопла без сверхзвуковой части уменьшали площадь критического сечения. Ширина лопатки (10 мм) равнялась диаметру сопла на выходе. Возмущение площади критического сечения сопла и соответственно амплитуда вынужденных колебаний давления регулировались зазором между кромкой сопла и поверхностью лопаток. Частота вынужденных колебаний давления варьировалась в диапазоне 500—2500 Гц.

В ходе исследований обнаружено, что при определенных условиях периодическое

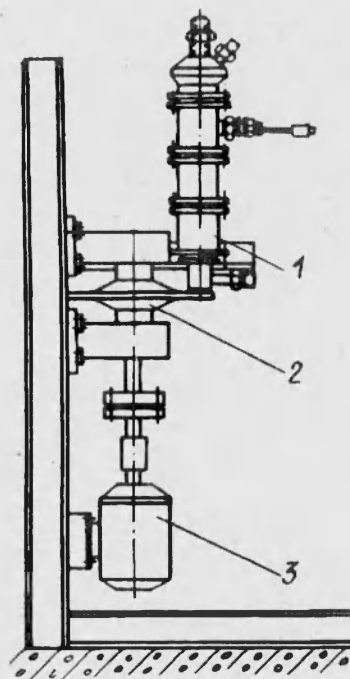


Рис. 1. Экспериментальная установка.

1 — модельный ЖРД; 2 — устройство для периодического изменения площади критического сечения сопла; 3 — электродвигатель.

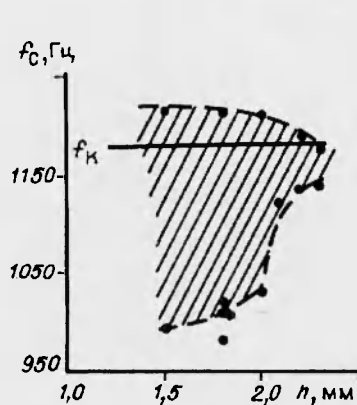


Рис. 2. Влияние зазора на границы области асинхронного возбуждения (область асинхронного возбуждения заштрихована).

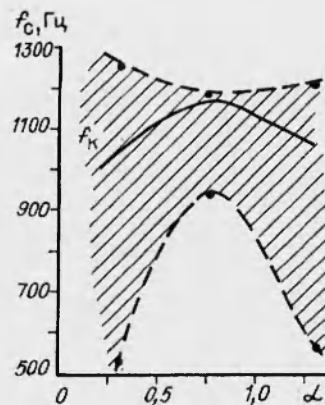


Рис. 3. Влияние коэффициента избытка окислителя α на границы области асинхронного возбуждения (заштриховано).

изменение площади критического сечения сопла с частотой f_c , отличной от частоты акустического резонанса камеры сгорания $f_{\text{к}}$, приводит к потере устойчивости горения и появлению автоколебаний давления первой продольной моды. Отличие частоты возбуждаемых автоколебаний от частоты перекрытия сопла при этом составляло 100—200 Гц. Ввиду высокой акустической добротности камеры сгорания при таком отклонении от резонанса вынужденных колебаний давления не превышала 1—2 % от среднего давления в камере, т.е. находилась на уровне собственных возмущений процесса горения. Этот факт подтверждает отличие механизма потери устойчивости горения под воздействием периодических возмущений от известного «жесткого» возбуждения одиночным импульсом.

Влияние режимных и конструктивных параметров на границы области асинхронного возбуждения исследовалось на модельном ЖРД с одной форсункой внутреннего смешения и суммарным расходом компонентов 100—130 г/с. Применялось двухкомпонентное топливо: несимметричный диметилгидразин $(\text{CH}_3)_2\text{N}_2\text{H}_2$ + тетраоксид азота N_2O_4 . Диаметр камеры сгорания составлял 45, длина 300—400 мм. Устойчивость горения под воздействием вынужденных колебаний давления терялась в определенном интервале частот, названном ниже областью асинхронного возбуждения.

Рассмотрено влияние режимных и конструктивных параметров на частотные границы области асинхронного возбуждения. На рис. 2 показано, что эта область при уменьшении зазора h между плоскостью лопаток и кромкой сопла расширяется несимметрично по отношению к частоте автоколебаний. Этот процесс при отклонении от оптимального соотношения компонентов (рис. 3) и наблюдавшееся в опытах влияние на него длины подводящих трубопроводов указывают на расходный механизм возбуждения неустойчивого горения.

Аналитический подход к проблеме асинхронного возбуждения высокочастотного горения можно продемонстрировать на математической модели камеры сгорания [2], описываемой уравнением

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{a^2}{c_p T} \frac{\partial Q}{\partial t} - a^2 \sigma \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (1)$$

где p — возмущение давления; t — время; x — расстояние от головки; a — скорость звука; T — температура; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; Q — возмущение тепловыделения в единице объема; σ — объемный коэффициент акустических потерь.

Аналогично [2] предположим, что

$$Q = J(p)\Phi(x),$$

где $J(p) = k_1 p + k_2 p^2 + k_3 p^3 + k_4 p^4 + k_5 p^5$.

Граничные условия:

$$\text{при } x = 0 \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad \text{при } x = l \quad p = p_0 \cos(\nu t). \quad (2)$$

Здесь p_0 и ν — амплитуда и частота вынужденных колебаний; l — длина камеры сгорания.

Решение уравнения (1) ищем, согласно [3], в виде

$$p(x, t) = \psi(x)\tau(t) + \eta(x)\cos(\nu t), \quad (3)$$

а $\psi(x)$ и $\eta(x)$ определяются из уравнения

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0$$

при граничных условиях (2).

Отсюда

$$\psi(x) = \cos\left(\frac{\omega x}{a}\right), \quad \omega = \frac{\pi a}{2l},$$

$$\eta(x) = p_0 \cos\left(\frac{\nu x}{a}\right) \frac{1}{\cos\left(\frac{\nu l}{a}\right)}.$$

Данное решение предполагает отсутствие гармоник собственных колебаний выше первой. После подстановки (3) в (1) умножаем (1) на $\psi(x)dx$ и интегрируем по длине камеры сгорания. В результате получаем нелинейное уравнение

$$\tau''(t) + \omega^2 \tau(t) = F(\tau, \tau', \Theta), \quad (4)$$

где $\Theta = \nu t$; $\omega = \frac{\pi a}{2l}$;

$$F(\tau, \tau', \Theta) = \frac{4\omega^2}{\pi c T_0} \int_0^l \psi(x) \frac{\partial \Theta}{\partial t} dx - \frac{4\omega^2 \sigma}{\pi} \int_0^l \psi(x) \frac{\partial p}{\partial t} dx.$$

Для нерезонансного случая, согласно методу асимптотических приближений [4], находим в первом приближении решение (4)

$$\tau = b \cos \varphi, \quad (5)$$

$$\frac{db}{dt} = A_1(b), \quad \frac{d\varphi}{dt} = \omega + B_1(b). \quad (6)$$

Здесь

$$A_1(b) = -\frac{i}{4\pi^2 \omega} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} F_0(a, \varphi, \Theta) \sin \varphi d\varphi d\Theta;$$

$$B_1(b) = -\frac{1}{4\pi^2 \omega} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} F_0(a, \varphi, \Theta) \cos \varphi d\varphi d\Theta; \quad (7)$$

$$F_0(a, \varphi, \Theta) = F(\tau, \tau', \Theta); \quad \tau = b \cos \varphi; \quad \tau' = -\omega b \sin \varphi.$$

Выражения (6) характеризуют изменение во времени амплитуды и частоты автоколебаний первой продольной моды.

Интегрирование, согласно (7), дает следующий результат:

$$A_1(b) = (\lambda_1 - \lambda_2 + \lambda_4 + \lambda_7)b + (\lambda_3 + \lambda_6)b^3 + \lambda_5 b^5,$$

$$\lambda_1 = \frac{2\omega^2 k_i}{\pi c_p T} \int_0^l \psi^2(x) \Phi(x) dx,$$

$$\lambda_2 = \frac{2\omega^2 \sigma l^2}{\pi^2},$$

$$\lambda_3 = \frac{3\omega^2 k_3}{2\pi c_p T} \int_0^l \psi^4(x) \Phi(x) dx,$$

$$\lambda_4 = \frac{3\omega^2 k_2}{\pi c_p T} \int_0^l \psi^2(x) \Phi(x) \eta^2(x) dx,$$

$$\lambda_5 = \frac{5\omega^2 k_5}{4\pi c_p T} \int_0^l \psi^6(x) \Phi(x) dx,$$

$$\lambda_6 = \frac{5\omega^2 k_5}{\pi c_p T} \int_0^l \psi^4(x) \Phi(x) dx,$$

$$\lambda_7 = \frac{15\omega^2 k_5}{4\pi c_p T} \int_0^l \psi^2(x) \Phi(x) \eta^4(x) dx.$$

Из физических соображений $\lambda_5 < 0$, так как в противном случае, согласно (6), амплитуда автоколебаний стремится к бесконечности для всех достаточно больших в начальный момент времени амплитуд.

Рассмотрим режим установившихся автоколебаний. Для этого запишем условие стационарности амплитуды автоколебаний и условие устойчивости стационарного решения

$$A_1(b_*) = 0, \quad (8)$$

$$\left. \frac{\partial A_1(b)}{\partial b} \right|_{b=b_*} = 0, \quad (9)$$

где b_* — амплитуда установившихся автоколебаний.

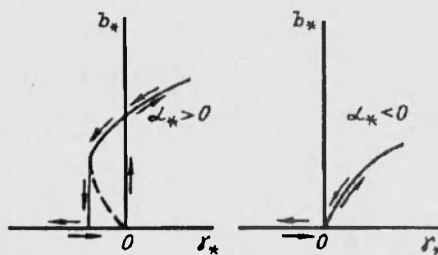
На рис. 4 приведена зависимость амплитуды автоколебаний от параметров $\gamma_* = \lambda_1 - \lambda_2 + \lambda_4 + \lambda_7$ и $\alpha_* = \lambda_3 - \lambda_6$. Как видно из рисунка, при

$$\gamma_* > 0 \quad (10)$$

существует только одно стационарное решение с $b_* \neq 0$, т.е. неравенство (10) соответствует условию существования высокочастотных автоколебаний.

Для камер сгорания с $\alpha_* > 0$ устойчивость процесса горения в диапазоне $-\frac{\alpha_*^2}{4\lambda_5} < \gamma_* < 0$ зависит от начальных условий, при этом камера сгорания обладает «жестким» возбуждением. Очевидно также, что при $\alpha_* > 0$ после асинхронного возбуждения автоколебаний горение остается неустойчивым и при уменьшении фактора внешнего воздействия вплоть до $\gamma_* = -\frac{\alpha_*^2}{4\lambda_5}$.

Рис. 4. Зависимость амплитуды автоколебаний от параметров периодического воздействия.



Для $\alpha_* < 0$ при переходе значения γ_* через нуль амплитуда автоколебаний плавно нарастает от нулевого значения, при $\gamma_* < 0$ процесс горения устойчив независимо от начальных условий. Устойчивость горения при отсутствии внешнего воздействия ($p_0 = 0$) выражается неравенством

$$\gamma_0 = \lambda_1 - \lambda_2 < 0.$$

Таким образом, асинхронное возбуждение процесса горения наблюдается при выполнении следующих условий:

$$\gamma_0 < 0, \gamma_* > 0.$$

В этом случае процесс устойчив, при подаче внешнего периодического воздействия возникают автоколебания. Из (8) и (9) вытекает априори и возможность асинхронного гашения автоколебаний, если

$$\gamma_0 > 0, \gamma_* < 0.$$

Анализ неравенства (10) показывает, что наиболее вероятно эффекты нелинейного взаимодействия периодических возмущений давления и зоны горения проявятся при $\lambda_1 - \lambda_2 \sim 0$, т.е. вблизи границы устойчивости процесса горения.

Итак, в работе описан эффект асинхронного возбуждения высокочастотного горения при периодическом изменении площади критического сечения сопла ЖРД. Дан феноменологический подход к описанию данного явления на основе метода асимптотических приближений.

Автор выражает глубокую признательность Ю.И. Бабенко за обсуждение результатов и ряд ценных советов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Харрье Д.Т., Рирдон Ф.Г. Неустойчивость горения в ЖРД. — М.: Мир, 1975.
2. Дорошенко В.Е. и др. О двух режимах работы модельной камеры сгорания, как термоакустической автоколебательной системы // ПМТФ. — 1967. — № 1. — С. 64—70.
3. Каудерер К. Нелинейная механика. — М.: ИЛ., 1961.
4. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. — М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1958.

197198, г. С.-Петербург,
РНЦ «Прикладная химия»

Поступила в редакцию
8/IV 1994

УДК 621.43.019.2

В.К. Баев, А.А. Бузуков, Б.П. Тимошенко

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ В УСЛОВИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУИ ТОПЛИВОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ СО СТЕНКОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ДИЗЕЛЯ

Экспериментально на безмоторной установке исследована зависимость периода задержки воспламенения и предельной температуры вспышки топливовоздушной смеси от геометрических характеристик стенки камеры сгорания дизеля, на которую падает высокоскоростная струя. Показано, что для улучшения воспламеняемости в условиях, характерных для пусковых

© В.К. Баев, А.А. Бузуков, Б.П. Тимошенко, 1995.