

АКУСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ ГОРЕНИИ КАПЕЛЬ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

АННОТАЦИЯ

Проведено теоретическое исследование возбуждения акустических колебаний при горении капель жидкого топлива. Капли считались сферическими и монодисперсными. Предполагалось, что горение капель происходит в диффузионном режиме. Коэффициенты бинарной диффузии принимались одинаковыми, не зависящими от концентраций компонентов газовой смеси. Число Льюиса предполагалось равным единице. Течение считалось одномерным, при полном перемешивании в поперечном направлении и отсутствии перемешивания в продольном. Соппротивление при движении капель относительно газовой смеси при акустических колебаниях определялось по формуле Стокса.

В работе получены выражения для частоты и инкремента возбуждения акустических колебаний, куда явным образом входят характеристики топлива и окислителя.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1,2], что при сжигании жидкого топлива в камерах сгорания ГТУ и ЖРД могут возбуждаться акустические колебания. Эти колебания приводят к вибрациям конструкции, нарушению работы всей установки, прогарам и разрушению камеры сгорания. Поэтому исследование акустической неустойчивости при горении капель жидкого топлива в камерах сгорания ГТУ или ЖРД является актуальной задачей. Обычно [2], при исследовании акустической неустойчивости при горении капель жидкого топлива рассматривают два механизма возбуждения колебаний: расходный и внутрикамерный. Расходный механизм определяется взаимодействием колебаний давления в камере сгорания со скоростью подачи топлива через форсунки. Внутрикамерный механизм определяется взаимодействием процесса горения топлива с акустическими колебаниями и не связан с системой подачи: расход топлива не зависит от колебаний давления в камере сгорания. Считается [2], что внутрикамерный механизм может быть реализован при больших перепадах давления на форсунках, потому что в этом случае топливная система малочувствительна к колебаниям давления в камере сгорания. При исследовании внутрикамерной неустойчивости можно ограничиться решением уравнений термоакустики и не учитывать систему подачи топлива, которая может быть различной в каждом конкретном случае: вытеснительной или насосной [2]. Поэтому в настоящей работе проводится теоретическое исследование внутрикамерной неустойчивости, как более общий случай возбуждения акустических колебаний. При расчете акустической неустойчивости, связанной с горением капель жидкого топлива,

обычно считается [2], что зона горения существенно меньше длины камеры сгорания. В действительности область горения имеет протяженность вдоль оси камеры сгорания, сравнимую с ее размерами. Поэтому при акустических колебаниях возмущение скорости и температуры по длине камеры сгорания различны, что оказывает влияние на устойчивость процесса горения [2]. В данной работе исследование акустической неустойчивости проводится с учетом распределенной по длине камеры зоны горения.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В настоящей работе, являющейся продолжением ранее выполненной работы [3], рассматривается возбуждение акустических колебаний при горении капель жидкого топлива в прямооточной камере сгорания и стехиометрической смеси. При этом используется распределенная модель горения: полагается, что зона выгорания капель топлива приближенно равна длине камеры сгорания. Капли топлива считались сферическими и монодисперсными. Коэффициенты бинарной диффузии принимались равными и не зависящими от концентраций компонентов смеси. Число Льюиса считалось равным единице. Пренебрегалось эффектами Соре и Дюфура. Течение в камере сгорания предполагалось одномерным, при полном перемешивании в поперечном направлении, и отсутствии перемешивания в продольном. При рассмотрении акустических колебаний газовая смесь считалась совершенным газом и пренебрегалось наличием в ней дисперсной фазы. Такие предположения являются обычными при расчетах рабочих процессов в камерах сгорания [2,4].

Тогда уравнения неразрывности, движения и энергии можно записать в виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = W, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - 2\beta(u - u_p), \quad (2)$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{Q}{\xi M} W + \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (3)$$

Далее будем считать, что в газовой смеси соблюдается локальное термодинамическое равновесие. Это предположение является обычным в теории горения [4]. Тогда уравнение состояния можно записать в виде

$$\rho = \rho(p, T). \quad (4)$$

Из опыта создания ГТУ и ЖРД [1,2], известно, что наиболее опасными являются высокочастотные

акустические колебания. Поэтому в настоящей работе исследуется возбуждение таких колебаний при горении каплей топлива в прямоточной камере сгорания. Высокочастотные акустические колебания, как известно [2], характеризуются тем, что для них $Sh \gg 1$. Тогда, линеаризуя уравнения (1) – (4) с учетом $Sh \gg 1$, получаем

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \rho \frac{\partial u'}{\partial x} + u' \frac{\partial \rho}{\partial x} = W', \quad (5)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} - 2\beta u', \quad (6)$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + u' \frac{\partial T'}{\partial x} \right) = \frac{Q}{\xi M} W' + \frac{\partial p'}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\frac{\rho'}{\rho} = \frac{p'}{\rho a_T^2} - \frac{T'}{T}. \quad (8)$$

В правой части уравнения (6) добавлена сила трения $\beta u'$, приходящаяся на единицу объема камеры сгорания. В общем случае она определяется диссипацией акустической энергии из-за выноса ее через форсуночную головку в сопло камеры сгорания, а также ее поглощением на каплях. В настоящей работе рассматривается поглощение акустических колебаний только на каплях топлива.

Подставляя выражение (8) в уравнение (5) с учетом (7), получаем:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p'}{p} \right) + \frac{\partial u'}{\partial x} = \frac{Q}{\xi M c_p T}. \quad (9)$$

Дифференцируя уравнение (6) по x , а (9) по t и исключая u' , будем иметь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{p'}{p} \right) + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p'}{p} \right) = \\ = a_S^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{p'}{p} \right) + \frac{Q\gamma}{\xi M \rho c_p T} \left(\frac{\partial W'}{\partial t} + 2\beta W' \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Для решения последнего уравнения необходимо иметь выражение для расчета величины W' . В настоящей работе для этого используется теория квазистационарного горения капли жидкого топлива [4]. Согласно этой теории, формула для определения скорости горения \dot{m} одиночной, неподвижной относительно газовой смеси, капли имеет вид

$$\dot{m} = 4\pi r \rho D \ln \left[1 + \frac{c_p (T_\infty - T_S)}{L} + \frac{Q c_\infty}{\xi_1 M_1 L} \right]. \quad (11)$$

Время диффузионной и тепловой релаксации в газовой смеси составляет $\sim r^2/D$ и поэтому квазистационарная теория горения каплей может применяться для частот $\omega < 2\pi D/r^2$, т.е. до $\omega \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$ [5].

Будем считать, что зависимости ρ и D от температуры и давления имеют вид [4]

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{T_0}{T} \frac{p}{p^0}; \quad \frac{D}{D_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \frac{p^0}{p}.$$

Нижний индекс 0 в последнем выражении относится к состоянию парогазовой смеси в начале камеры сгорания; p^0 — давление в отсутствии акустических колебаний.

Тогда можно записать приближенное выражение для W'

$$W' = W^0 \frac{p'}{p} = 4\pi r_0^2 D_0 N_0 \frac{p'}{p} \ln \left[1 + \frac{c_p (T_\infty - T_S)}{L} + \frac{Q c_\infty}{\xi_1 M_1 L} \right]. \quad (12)$$

При получении этой формулы использовалась приближенная связь между величинами ρ и N :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{N}{N_0}.$$

По мере выгорания топлива по длине камеры сгорания увеличивается температура газовой смеси и уменьшается концентрация окислителя. Связь между ними получим, решив стационарные уравнения диффузии и энергии:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{dc}{dx} &= -\frac{\xi_1 M_1}{\xi M} W^0, \\ \rho u c_p \frac{dT}{dx} &= \frac{Q}{\xi M} W^0. \end{aligned} \quad (13)$$

Граничные условия имеют вид

$$c = c_0, T = T_0 \text{ при } x = 0.$$

Исключая из этих уравнений скорость горения каплей топлива W^0 и интегрируя с учетом граничных условий, получим

$$T = T_0 + \frac{Q}{\xi_1 M_1 c_p} (c_0 - c). \quad (14)$$

Подставляя последнее выражение в (12), будем иметь

$$W' = 4\pi r_0^2 D_0 N_0 \frac{p'}{p} \ln \left(1 + \frac{Q c_0}{\xi_1 M_1 L} \right). \quad (15)$$

При выводе этой формулы было учтено, что при сжигании углеводородного топлива в камерах сгорания $T_0 \approx T_S$.

Согласно выражению (15) скорость горения каплей топлива в камере сгорания не зависит от локальных концентраций окислителя и температуры газовой смеси и определяется начальной концентрацией окислителя. Изменение размера капли по длине камеры сгорания определяется интегрированием выражения (11) с учетом формулы (14)

$$r^2 = r_0^2 - 2 \frac{\rho_0 D_0}{\rho_1 u_0} x \ln \left(1 + \frac{Q c_0}{\xi_1 M_1 L} \right). \quad (16)$$

Полагая в формуле (16) $r = 0$, определим размеры зоны выгорания каплей (длину камеры сгорания) l :

$$l = \frac{\rho_1 u_0}{2\rho_0 D_0} r_0^2 \left[\ln \left(1 + \frac{Q c_0}{\xi_1 M_1 L} \right) \right]^{-1}.$$

Будем считать, что сопротивление капли топлива при ее движении в акустической волне происходит по закону Стокса. Это приближение является обычным при исследовании возбуждения акустических колебаний в камерах сгорания [2]. Тогда

$$\beta = 3\pi r \nu N.$$

Число каплей в единице объема N_0 можно определить из соображений баланса

$$N_0 = \frac{3 \xi M \rho_0 c_0}{4 \xi M_1 \pi r_0^3 \rho_l}$$

Далее осредним по длине камеры сгорания l выражения для W^0 , a_S^2 и β :

$$\langle W^0 \rangle = 2 \frac{\xi M \rho_0^2 c_0 D_0}{\xi_1 M_1 \rho_l r_0^2} \ln \left(1 + \frac{Q c_0}{\xi_1 M_1 L} \right);$$

$$\frac{\langle a_S^2 \rangle}{a_{S0}^2} = 1 + \frac{3 Q c_0}{5 \xi_1 M_1 c_p T_0}; \quad \langle \beta \rangle = \frac{9 \xi M \rho_0 v_0 Q c_0^2}{4 \xi_1 M \rho_l r_0^2 \xi_1 M_1 c_p T_0}$$

Подставляя эти выражения в уравнение (10), получаем:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{p'}{p} \right) = \langle a_S^2 \rangle \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{p'}{p} \right) + 2\delta \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p'}{p} \right);$$

$$\delta = \frac{Q \gamma \langle W^0 \rangle}{2 \xi M \rho_0 c_p T_0} - \langle \beta \rangle.$$

При выводе последнего уравнения, как обычно [6], пренебрегаем величиной $2\beta W'$ по сравнению с величиной $\frac{\partial W'}{\partial t}$. Для определения частот акустических колебаний при их возбуждении необходимо задать граничные условия к уравнению (17). Вопрос о граничных условиях при $x = l$ достаточно сложен и требует специального исследования. В настоящей работе, следуя [5], делается простейшее предположение о том, что в критическом сечении сопла возмущения скорости отсутствуют. Тогда граничные условия будут иметь вид

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \text{ при } x = 0; \quad \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \text{ при } x = l.$$

Решая уравнение (17) методом разделения переменных с учетом граничных условий, получаем:

$$\frac{p'}{p} = e^{\delta t} \sum_{k=1}^{\infty} B_k \cos \frac{\pi k x}{l} \cos \left[\sqrt{\left(\frac{\pi k}{l} \right)^2 \langle a_S^2 \rangle - \delta^2} t + \varphi_k \right],$$

здесь $k = 1, 2, 3, \dots$

Величины B_k и φ_k определяются из начальных условий. Собственная частота камеры сгорания, определяемая из граничных условий, будет равна

$$\omega_k = \pi k \langle a_S \rangle / l.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из выражения для p' видно, что при $\delta > 0$ будет происходить возбуждение акустических колебаний, вызванных горением капель топлива, с инкрементом

$$\mu = \frac{2\pi\delta}{\lambda}; \quad \lambda^2 = \left(\frac{\pi k}{l} \right)^2 \langle a_S^2 \rangle - \delta^2.$$

Для выяснения влияния поглощения на возбуждение акустических колебаний запишем δ в развернутом виде

$$\delta = \frac{Q c_0}{\xi_1 M_1 c_p T_0} \frac{\rho_0 D_0}{\rho_l r_0^2} \left[\gamma \ln \left(1 + \frac{Q c_0}{\xi_1 M_1 L} \right) - \frac{9 \xi M}{4 \xi_1 M_1} c_0 \right].$$

Рассмотрим с помощью последнего выражения влияние диссипации акустических колебаний на их

возбуждение при сжигании капель керосина и частиц магния в воздухе. Используя данные по свойствам керосина, представленные в [1], и подставляя их в последнее выражение, можно получить, что учет диссипации уменьшает инкремент на 10 %.

Далее рассмотрим горение частиц магния. В настоящее время порошкообразный магний считается перспективным топливом для импульсных МГД-генераторов [7]. Ранее в работе [8] было показано, что для расчета скорости горения частицы магния в условиях камеры сгорания импульсного МГД-генератора можно использовать диффузионную теорию горения капель жидкого топлива. Тогда используя данные по свойствам магния, представленные в [9], и подставляя их в последнее выражение, получаем, что учет диссипации акустических колебаний на частицах магния уменьшает инкремент на 60 %.

Такое различие между уменьшением инкрементов объясняется тем, что в соответствии со стехиометрическими соотношениями при горении в единице объема капель магния в ≈ 5 раз больше капель керосина. Таким образом, из последнего выражения видна определенная связь между диссипацией акустических колебаний на каплях топлива и стехиометрическим соотношением между топливом и окислителем при горении. Далее видно, что условия возбуждения акустических колебаний улучшаются с увеличением начальной концентрации окислителя, теплового эффекта реакции и уменьшением начальных размеров капель. Этот вывод подтверждается экспериментальным фактом возбуждения акустических колебаний при форсировки камеры сгорания [2].

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

W – скорость горения капель топлива в единице объема, $\text{кг}/\text{м}^3 \text{с}^{-1}$; β – коэффициент сопротивления при движении капель топлива относительно газовой смеси, с^{-1} ; Q – тепловой эффект реакции горения, $\text{Дж}/\text{кг}$; ξ – стехиометрический коэффициент топлива; M – молекулярный вес топлива; $Sh = \omega l / u$; ω – круговая частота, с^{-1} ; l – длина камеры сгорания, м; a_T – изотермическая скорость звука, м/с; γ – показатель адиабаты; r – радиус капли, м; L – удельная теплота кипения жидкого топлива, $\text{дж}/\text{кг}$; T_∞ – температура газовой смеси, К; c_∞ – безразмерная массовая концентрация кислорода вдали от капли; M_1, ξ_1 – молекулярный вес кислорода и его стехиометрический коэффициент; D – коэффициент диффузии газовой смеси, $\text{м}^2/\text{с}$; N – число капель в единице объема камеры сгорания, м^{-3} ; ρ_l – плотность жидкого топлива, $\text{кг}/\text{м}^3$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Теория топочных процессов / Ф. Кнорре, К.М. Арефьев, А.Г. Блох и др. М.-Л.: Энергия, 1966. 491с.
2. Артамонов К.И. Термогидроакустическая устойчивость. М.: Машиностроение. 1982. 260 с.
3. Песочин В. Р. Возбуждение акустических колебаний при горении капель жидкого топлива // ТВТ. 2002. Т. 40. №5. С. 786—789.
4. Вильямс Ф. А. Теория горения. М.: Наука, 1971. 615с.

5. **Неустойчивость** горения в ЖРД / Под ред. Д. Т. Харрье и Ф. Г. Рирдона. М.: Мир. 1975. 872 с.
6. **Устойчивость** рабочего процесса в двигателях летательных аппаратов / М.А. Ильченко, В.В. Крютченко, Ю.С. Мнацаканян и др. М.: Машиностроение. 1995. 320 с.
7. **Дегтев Ю.Г., Панченко В.П.** Численное исследование свойств продуктов сгорания порошкообразных топлив для импульсных МГД-генераторов // ТВТ. 1993. Т. 31. № 2. С. 229—234.
8. **Песочин В. Р.** Возбуждение акустических колебаний при горении частиц магния в высокотемпературной среде. // Изв. РАН. Энергетика. 2003. №6. С. 110—116.
9. **Горение** порошкообразных металлов в активных средах / П.Ф. Похил, А.Ф. Беляев, Ю.В. Фролов и др. М. Наука, 1972. 294 с.