

УДК 621.43.055 : 621.458.081

В.П. ГЕРАСИМЕНКО*, д-р техн. наук, Н.Б. НАЛЕСНЫЙ**

*Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»

**Управление магистральных газопроводов «Черкасытрансгаз»

ВИБРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ГТД

Виконане дослідження умов виникнення вібраційного горіння та запропоновані його математичні моделі в малоемісійних камерах згорання газотурбінних двигунів.

Conditions of vibratory flame are investigating and the mathematical models this flame are given in low-emission combustors of gasturbine engines.

Наметившиеся тенденции повышения топливной экономичности и энергетической эффективности газотурбинных двигателей (ГТД) за счёт увеличения параметров цикла привели к существенному росту тепловых нагрузок их камер сгорания. Известно, что при создании высокофорсированных камер сгорания авиационных реактивных двигателей [1-4], а также наземных газотурбинных и энергетических установок [5-7] возникают трудности, связанные с неустойчивостью и пульсационным горением, акустическими колебаниями и срывными явлениями в проточной части двигателя, воздействующим на процессы горения. Такие явления приводят к серьёзным последствиям начиная от вибрационных перегрузок и деформирования элементов конструкции камер сгорания до прогаров и разрушения жаровых труб, газовой эрозии лопаток турбин, аварийных ситуаций с вынужденными остановками двигателей. Несмотря на то, что различным аспектам данной проблемы посвящено достаточно большое количество публикаций [8-16], её актуальность не исчерпана. Она усугубляется новыми требованиями по обеспечению экологических норм, использованию альтернативных топлив, повышению надёжности двигателей при расширении эксплуатационных режимов. Определённой спецификой обладают газотурбинные приводы газоперекачивающих агрегатов (ГПА), в качестве которых всё чаще используют конвертированные авиационные и судовые ГТД. Создание малоэмиссионных камер сгорания ГТД ГПА [6, 7, 9] обусловило существенное изменение условий в зоне горения с переходом от стехиометрических до «бедных» топливо-воздушных смесей вплоть до границы концентрационных пределов горения природного газа [17, 18], способствующих развитию колебательных процессов и нарушению устойчивой работы ГТД. Неустойчивая работа и неудовлетворительный запуск ГТД с малоэмиссионной камерой сгорания особенно проявляются при низких температурах воздуха [6], что требует сезонной перенастройки системы регулирования двигателя.

Целью данной статьи является изучение источников, механизмов и условий развития колебательных процессов в малоэмиссионных камерах сгорания ГТД ГПА. Для уменьшения образования окислов азота в таких камерах ограничивают температуру в зоне горения $T_{зг} \leq 1800$ К путём увеличения местного коэффициента избытка воздуха, тогда как при стехиометрической метано-воздушной смеси – $T_{зг} \cong 2200$ К. При этом минимальная температура, соответствующая как «бедному», так и «богатому» пределу распространения пламени составляет ~ 1400 К, причём «бедный» предел соответствует коэффициенту избытка воздуха $\alpha \cong 2,0$ и практически не зависит от давления в диапазоне от 10 кПа до 5 МПа, но с повышением температуры область

распространения пламени расширяется [2]. Концентрационный же предел воспламенения природного газа по «бедной» смеси составляет $\alpha = 1,67$ [18]. Следует также иметь в виду, что большинство углеводородных топлив сложного состава до вступления в зону реакции окисления почти полностью разлагаются в результате пиролиза на метан и другие углеводороды с одним-двумя атомами углерода и водород. Этим объясняется примерно одинаковая скорость распространения ламинарного пламени ($\sim 0,43$ м/с) в стехиометрических смесях различных углеводородных топлив при нормальных атмосферных условиях [2]. Увеличение температуры и турбулизация смеси приводят к значительному возрастанию скорости распространения пламени. Ввиду снижения скорости распространения пламени и химической реакции с увеличением α в сторону обеднения смеси в зоне горения скорость, при которой происходит срыв пламени, при этом также уменьшается. Согласно моделям стабилизации пламени его срыв происходит при недостаточном времени пребывания смеси в зоне циркуляции по сравнению со временем задержки воспламенения, или когда скорость тепловыделения в зоне воспламенения недостаточна для нагрева поступающей свежей смеси до температуры, инициирующей химическую реакцию окисления топлива. Исследования также показывают [2, 3], что с увеличением неоднородности смеси пределы устойчивого горения по «бедному» срыву расширяются благодаря наличию локальных зон с лучшими для стабилизации горения составами смеси, хотя при этом максимальные скорости срыва пламени снижаются [2, 3, 17]. Для гомогенной смеси углеводородных топлив увеличение α от 1,0 до 1,67 приводит к быстрому снижению скорости срыва пламени от ~ 240 м/с до ~ 40 м/с. Т.е. увеличение коэффициента избытка воздуха приводит к возрастанию времени задержки воспламенения ($\tau \sim \alpha \exp(E/RT)$, где E – энергия активации) [3]. Срывные характеристики камеры сгорания с одной стороны определяют устойчивый диапазон собственно её режимов работы, а с другой – влияют на динамические её свойства при нарушении устойчивости компрессора и ГТД в целом [12, 13]. Тогда как нарушение устойчивой работы ГТД, как компрессорной системы, создаёт условия для срыва пламени в камере сгорания по "богатой" или "бедной" смеси.

Неустойчивым режимом работы камеры сгорания является также высокочастотное и низкочастотное вибрационное горение [1, 15, 16], причинами которого в малоэмиссионных камерах могут быть [3, 8, 9, 17]:

- значительное увеличение времени горения "бедной" смеси;
- близость границы концентрационного предела устойчивого горения;
- обратное влияние пульсаций давления в камере сгорания на расход топлива, а следовательно, на колебания α и T в зоне горения и на скорость тепловыделения.

Самовозбуждение акустических колебаний при горении в потоке газа достаточно известное явление [1, 10, 15], как термическое возбуждение звука. При этом вибрационное горение [9, 16] сопровождается колебанием давления и фронта пламени с одинаковой частотой, близкой к собственной частоте газового столба в жаровой трубе камеры сгорания. Т.е. потеря устойчивости происходит при акустическом резонансе. Фазовый сдвиг между колебаниями давления и скорости тепловыделения определяется некоторым характерным временем «запаздывания» и частотой колебаний. Причём в моделях виброакустического горения газообразного топлива должно приниматься во внимание колебание подводимого тепла, а не расхода, как это предполагают при жидком топливе. Хотя акустические колебания могут происходить во взаимодействии с собственными колебаниями жаровых труб и оболочек камер сгорания, однако при их анализе задачу часто упрощают и сводят к рассмотрению продольных волн в одномерном газовом потоке с поверхностью разрыва параметров, в которую условно «стягивают» зону горения [3, 8-10, 15, 17]. При этом возникновение вибрационного

горения рассматривают как результат нарушения устойчивости по методу А.М. Ляпунова [8, 15, 16]. Несмотря на то, что автоколебания в общем случае могут быть описаны нелинейными соотношениями, применение метода малых возмущений при анализе потери устойчивости, предполагает эти колебания малыми с их описанием линейными уравнениями. Амплитуды колебаний параметров или пульсации скорости, давления и плотности принимают как их возмущения. Гидродинамическая, акустическая и физико-химическая природа колебательных процессов в камерах сгорания определила и разный спектр их частот: < 20...50 Гц [8], 130...500 Гц и 4000...7000 Гц [6, 7].

Для выявления источников акустических колебаний при горении топливоздушной смеси в камере сгорания ГТД целесообразно процесс описать волновым уравнением. Используем уравнения закона сохранения массы и количества движения в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho C) = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (C\nabla)C = -\frac{1}{\rho} \nabla p, \quad (2)$$

где ρ – плотность; C – вектор скорости; p – давление; t – время; ∇ – оператор Гамильтона. С учетом того, что $\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} = \rho \frac{\partial C}{\partial t} + C \frac{\partial \rho}{\partial t}$ и $\nabla(\rho C^2) = \rho C(\nabla C) + C\nabla(\rho C)$, где согласно уравнению (1) $C \frac{\partial \rho}{\partial t} = -C\nabla(\rho C)$, уравнение (2) можно представить в виде

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + \nabla(\rho C^2) = -\nabla p. \quad (3)$$

Продифференцировав уравнение (1) по времени, а уравнение (3) по пространству (∇) и сложив результат, получим

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \nabla^2(\rho C^2) - \nabla^2 p = 0, \quad (4)$$

где $\nabla^2 = \Delta$ – оператор Лапласа (лапласиан).

Представим плотность, скорость и давление в виде сумм средних по времени и пульсационных составляющих $\rho = \bar{\rho} + \rho'$; $C = \bar{C} + C'$; $p = \bar{p} + p'$. Так как для средних составляющих $\frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial t^2} = 0$ и $\Delta(\bar{C}C^2) + \Delta \bar{p} = 0$, то уравнение (4) приобретет вид

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \Delta(2\bar{C}C' + C'C^2 + \rho'C^2 + 2C\bar{C}'\rho' + \rho'C'^2) - \Delta p' = 0. \quad (5)$$

В уравнении (5) второе и четвертое слагаемые в скобках являются членами второго порядка малости, а пятое – третьего порядка. Пренебрегая ими, получим

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' - \Delta \rho' C^2 - \Delta 2cC' = 0. \quad (6)$$

А с учетом оператора Даламбера $\square = \Delta - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$, где $a = \sqrt{p'/\rho'}$ – скорость звука, получим неоднородное акустическое волновое уравнение для давления

$$-\square p' = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + \Delta \rho' C^2 + 2\Delta cC'. \quad (7)$$

В отличие от работы [15], где было получено волновое уравнение для потенциала скорости в изоэнтропичном процессе, уравнение (7) не исключает изменения энтропии. Учет подвода тепла в форме закона сохранения энергии и уравнения состояния дополнительно к (1), (2) в общем случае обеспечивает замыкание системы уравнений. Одно из решений подобного, но одномерного уравнения, представлено в работе [10].

Правая (неоднородная) часть уравнения (7) представляет собой акустические источники возмущений. Первые два слагаемых удобно анализировать вместе. Если принять, что скорость звука вне зоны горения постоянная во времени, хотя и разная по значению для участков до и после зоны, то эти два слагаемых могут быть объединены в виде

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{p'}{a^2} - \rho' \right) = 0, \quad (8)$$

где $a = \sqrt{p'/\rho'}$ – скорость звука. В противном случае при нестационарном тепловыделении скорость звука изменяется во времени в каждой точке вокруг зоны горения, что приводит к акустическим колебаниям. Причем для газа как среды свойственны только продольные волны. Таким образом, этот источник акустических колебаний обусловлен нестационарным тепловыделением и проявляется в виде изменения параметров продольных волн: при повышении скорости тепловыделения происходит увеличение скорости звуковых волн и последующая волна догоняет предыдущую, в результате чего происходит их наложение. А при снижении скорости тепловыделения, наоборот, последующие волны замедляются. Большое влияние на скорость тепловыделения оказывает полнота сгорания, которая изменяется.

Третье слагаемое правой части уравнения (7) характеризует акустический источник колебаний и определяется уровнем кинетической энергии осредненного потока и турбулентными пульсациями плотности, которые порождаются в зоне горения.

Четвертое слагаемое характеризует влияние на пульсации давления турбулентности – пульсационной составляющей скорости: $p' = caC'$, где ca – удельный акустический импеданс – волновое сопротивление, и пропорционально плотности тока (cC) – расходу в струйке тока через единицу нормальной к скорости площади. Этот источник колебаний существует независимо от наличия теплоподвода, хотя его величина, как мера турбулентности, зависит от горения в форме обратной связи.

При периодическом характере каждого из рассмотренных источников колебаний регистрируются частоты этих колебаний. Однако при совпадении какой-либо из

указанных частот с собственной частотой акустической системы, т.е. резонансе амплитуда колебаний возрастает в зависимости от демпфирования, которое обеспечивается объемом камеры сгорания снаружи жаровой трубы через отверстия, согласно двухобъемной модели камеры [13] или глушителя шума.

Для синусоидальной волны любого параметра y справедливо уравнение Гельмгольца $\Delta y + k^2 y = 0$, где $k = \omega/a = 2\pi/\lambda$ – волновое число; ω – циклическая частота; λ – длина волны. В этом случае однородная часть уравнения (7) примет вид

$$-\square p' \equiv \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + k^2 p' \equiv \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + \omega^2 p' \right).$$

При наличии демпфирования с коэффициентом затухания δ эта часть запишется

$$-\square p' \equiv \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + 2\delta \frac{\partial p'}{\partial t} + \omega^2 p' \right). \quad (9)$$

Характеристическое уравнение данной части с учетом её линеаризации может быть получено преобразованием Лапласа $p' = e^{st}$

$$s^2 + 2\delta s + \beta = 0, \quad (10)$$

где $\beta = \omega^2$ – коэффициент упругости колебательной системы. Уравнение (10) позволяет определить условия возникновения и развития колебательных процессов [11]. К такому же типу уравнения сводится и решение задачи о низкочастотном вибрационном горении в камерах сгорания ГТД [8], полученного на основе динамической модели постоянного запаздывания с описанием условий нарушения устойчивости. Вибрационное горение возникает при условии

$$\frac{k}{k-1} V - \frac{H_u A \tau}{2\sqrt{\Delta p_\phi}} \leq 0, \quad (11)$$

где V – объем камеры сгорания; k – показатель адиабаты среды; H_u – теплота сгорания топлива; A – коэффициент, учитывающий параметры топливной форсунки и температуру топливного газа; τ – время запаздывания сгорания топлива; Δp_ϕ – перепад давления на форсунках.

Таким образом, в камерах сгорания ГТД существует несколько источников возникновения вибрационного горения. Основной причиной низкочастотного горения является запаздывание химической реакции горения после поступления топлива в камеру сгорания, в результате которого происходит периодическое изменение подачи топлива через форсунки и как следствие – периодическое выделение тепла. Причинами высокочастотного пульсационного горения являются акустические колебания давления и других параметров рабочей среды с дополнительными источниками, связанными с изменением скорости звука при нестационарном тепловыделении, турбулентными пульсациями потока и пульсациями плотности. Особенно предрасположены к вибрационному горению камеры сгорания с «бедной» топливо-воздушной смесью, в которых могут достигаться границы концентрационных пределов горения, а также

нарушаться устойчивость горения из-за недостатка подвода тепла для воспламенения свежих смесей.

Литература

1. Неустойчивость горения в ЖРД / Под ред. Д.Т. Харрье и Ф.Г. Рирдона. – М.: Мир, 1975. – 872 с.
2. Лефевр А. Процессы в камерах сгорания ГТД. – М.: Мир, 1986. – 566 с.
3. Мингазов Б.Г. Камеры сгорания газотурбинных двигателей. Конструкция, моделирование процессов и расчет: Учебное пособие. – Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2004. – 220 с.
4. Герасименко В.П., Никишов А.А. Проектирование камер сгорания газотурбинных двигателей: Учебное пособие. – Харьков: ХАИ, 1999. – 88 с.
5. Канило П.М., Подгорный А.Н., Христич В.А. Энергетические и экологические характеристики ГТД при использовании углеводородных топлив и водорода. – К.: Наукова думка, 1987. – 224 с.
6. Технология малоэмиссионного сжигания топлива в камерах сгорания газотурбинных двигателей / Г.Ф. Романовский, С.И. Сербин, В.Г. Ванцовский, В.В. Вилкул // Вестник Национального технического ун-та «ХПИ». – 2005. – № 6. – с. 154–160.
7. Экологические характеристики и конструктивные особенности камер сгорания с диффузионным горением / Е.В. Коротич, В.Е. Спицын, Б.В. Исаков, В.В. Романов // www.ciam.ru/conf/lemision/doc/16.doc.
8. Бойко М.В. Низкочастотное вибрационное горение в камерах сгорания газотурбинных двигателей // Питання розвитку газової промисловості України. – Харьков: УкрНДІгаз. – 2006. – Вип. XXXIV.
9. Дослідження механізму акустичних коливань при вібраційному горінні в низькоемісійних камерах згорання газотурбінних установок / Е.П. Ясиніцький, М.І. Торхов, С.В. Лозня, М.Б. Налісний // Вісник Нац. авіац. ун-ту. – 2006. – №1. – с. 117–120.
10. Хафф. Теоретический расчет акустического давления, создаваемого в результате взаимодействия турбулентного течения с фронтом пламени // Тр. америк. общ. инж.-мех. Сер.: Энергетические машины и установки. – 1986. – № 4. – с. 208–217.
11. Герасименко В.П. К повышению устойчивости газовых систем с компрессором // Авіац.-косм. техніка і технологія. – Х.: ХАІ. – 2001. – Вип. 23. – 45 с.
12. Crawford R.A., Burwell A.E. Quantative evaluation of transient heat transfer on axial flow compressor stability // AIAA Paper, 1985, N 1352. – 9 p.
13. Przybylko S.I. Application of System identification techniques to post stall combustor dynamics // AIAA Paper, 1985, N 1353. – 8 p.
14. Rock S.M. Application of frequency domain and time domain analysis tools to the analysis of nonrecoverable stall // AIAA Paper, 1985, N 1350. – 6 p.
15. Натанзон М.С. Неустойчивость горения. – М.: Машиностроение, 1986. – 248 с.
16. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. – М.: ГИФМЛ. 1961. – 500 с.
17. Химия горения / Под ред. У. Гардинера. – М.: Мир, 1988. – 461 с.
18. Быков Г.А. Детонационные ограничения при использовании альтернативных топлив в двигателях с искровым зажиганием // Экологические технологии и ресурсосбережение. – 1995. – №3. – с. 3–9.

© Герасименко В.П., Налесный Н.Б., 2006