

где $E_1(z)$ — интегральная показательная функция. При $\Sigma = 0$ зависимости (33) и (34) переходят соответственно в (29) и (31). Из рис. 2 видно, что при всех значениях параметра Σ монодисперсная система частиц выгорает быстрее экспоненциальной.

Расчет кривой выгорания может быть выполнен также на основе решения (25). Для изотермического потока он сводится к интегрированию выражений

$$\eta = \frac{\int_a^\infty \left(V \sqrt{\frac{1}{\Sigma^2} - \frac{2\bar{l}_1}{\Sigma} + \frac{2\bar{r}}{\Sigma} + \bar{r}^2 - \frac{1}{\Sigma}} \right)^3 f_0\{\bar{r}\} d\bar{r}}{\int_0^\infty \bar{r}^3 f_0\{\bar{r}\} d\bar{r}}, \quad (35)$$

$$a = \frac{V \sqrt{1 + 2\Sigma\bar{l}_1} - 1}{2}, \quad \frac{d\bar{l}_1}{dX} = \eta + \alpha - 1.$$

В случае изотермического течения соотношения (35) в отличие от (28) дают точное решение задачи о выгорании частиц с учетом как кинетического, так и диффузионного сопротивления. В качестве примера приведем зависимость для кривой выгорания монодисперсной системы при $\alpha = 1$, следующую из (35),

$$\eta = \left(\frac{V \sqrt{(1 + \Sigma)^3 - 2\Sigma\bar{l}_1} - 1}{\Sigma} \right)^3 - \left(\frac{V \sqrt{1 + 2X + 2\Sigma + \Sigma^2} + \Sigma}{1 + 2X + 2\Sigma} \right)^3.$$

Это выражение для $\eta(X)$ совпадает с зависимостью (33), что свидетельствует о применимости решения (28) при достаточно больших значениях параметра Σ , а не только для расчета выгорания мелких частиц, горение которых происходит в области, близкой к кинетической. В случае неизотермического течения критерием достоверности может служить согласованность результатов, полученных на основании решений (21) и (25).

ЛИТЕРАТУРА

1. Канторович Б. В. Основы теории горения и газификации твердого топлива.— М.: Изд-во АН СССР, 1958.
2. Виленский Т. В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива.— М.: Энергия, 1978.
3. Померанцев В. В., Арефьев К. М., Ахмедов Д. Б. и др. Основы практической теории горения.— М.: Энергоатомиздат, 1966.
4. Головин А. М., Песочин В. Р. ФГВ, 1985, 21, 2, 59.
5. Голдобин Ю. М. ИФЖ, 1986, 50, 1, 114.
6. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица, И. Стигаца.— М.: Наука, 1979.

Поступила в редакцию 25/II 1988,
после доработки — 27/V 1988

УДК 536.46 + 534

ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ГАЗА ПРИ ЛАМИНАРНОМ ГОРЕНИИ СМЕСИ В ТРУБЕ

С. В. Тараканов, Т. Д. Хоружникова, С. А. Чивилихин
(Ленинград)

При описании вибрационного распространения пламени в трубе по смеси заранее перемешанных газов наиболее существен вопрос о характере воздействия акустической волны на пламя, т. е. о механизме обратной связи, обеспечивающем возможность усиления акустических колебаний. К настоящему времени можно считать установленным [1, 2], что

по мере увеличения амплитуды акустических колебаний в ходе вибрационного горения происходит смена указанного механизма. На первом этапе (при малых амплитудах колебаний) форма фронта пламени существенно не меняется, на втором фронт пламени волнообразно искажается, площадь его поверхности, а следовательно, и скорость тепловыделения периодически изменяются, что приводит к увеличению амплитуды акустической волны.

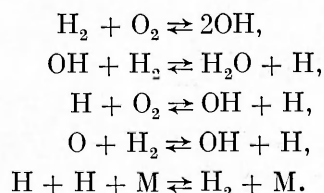
Для описания первого этапа вибрационного горения предложено два механизма. Согласно первому из них, периодические изменения температуры газа и концентрации реагентов в падающей на пламя акустической волне приводят к периодическому изменению скорости химической реакции и тепловыделения [3—6]. По второму механизму периодические изменения тепловыделения связаны с изменением площади той части фронта пламени, которая находится в пристеночном акустическом пограничном слое [2, 7]. Экспериментальные данные [1] показывают, что в зависимости от ситуации (химического состава реагентов, геометрии трубы) на начальной стадии вибрационного горения может реализоваться как первый, так и второй из указанных механизмов.

Настоящая работа посвящена последовательному рассмотрению первого механизма. В этом случае характер взаимодействия акустической волны с зоной горения определяется соотношением между периодом колебаний θ и временем прохождения тепловой волны через зону горения τ (согласно [8], τ — характерное время релаксации пламени при изменении внешних условий). Если $\theta \gg \tau$, распространение пламени квазистационарно, т. е. его скорость безынерционно изменяется вслед за характеристиками волны [3—6]. При $\theta \ll \tau$ пламя ведет себя как распределенный объект, причем отдельные его участки реагируют на акустическую волну независимо [9]. В указанных предельных случаях задача допускает аналитическое решение.

Расчет взаимодействия акустической волны с пламенем при произвольном соотношении θ и τ требует численного подхода. Для одностадийного механизма химической реакции такого рода расчет проделан в [10]. Однако при анализе самовозбуждения колебаний на основе результатов расчета (при получении инкремента акустических колебаний) в [10] использованы соотношения, справедливые лишь при низких частотах [5].

В настоящей работе в более общей постановке численно решена задача о возбуждении акустических колебаний в трубе при распространении плоского ламинарного пламени при произвольном соотношении θ и τ .

Численно проинтегрирована система уравнений газовой динамики с учетом многостадийного механизма химического процесса и переносности коэффициентов переноса. Расчеты проведены для смесей водорода с кислородом и водорода с воздухом при нормальных условиях. Кинетический механизм горения водорода описан элементарными реакциями с участием шести компонентов:



Согласно [11], такая упрощенная модель кинетики достаточно полно описывает физическую картину горения водородокислородной смеси.

Задача решается в два этапа. На первом рассчитано нестационарное распространение плоского ламинарного пламени от источника поджигания по смеси заранее перемешанных газов по явной двухшаговой схеме Мак-Кормака 2-го порядка точности [12]. Прослежен процесс установления стационарного режима распространения пламени, определены нор-

мальная скорость распространения и распределение в зоне химической реакции скорости, давления, температуры, плотности и концентрации реагирующих веществ.

На втором этапе исследован процесс возбуждения и развития акустических колебаний при ламинарном горении в трубе на основе линеаризованной системы уравнений химической газодинамики. При этом использованы стационарные профили параметров газовой смеси, полученные на первом этапе.

Исходная система включает уравнения сохранения массы смеси и отдельных ее компонентов, импульса и энергии с учетом теплопроводности, вязкости газа и диффузии газовых компонентов. При линеаризации учтена малость числа Маха, что позволило пренебречь конвективными членами. Линеаризованную систему уравнений можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial t} + a \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\gamma}{a} \left(\frac{\partial}{\partial t} (au') + a \frac{\partial}{\partial x} (au') \right) &= \sum_{j=1}^J F_{wj} W'_j + \\ + F_\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial}{\partial x} (TT') \right) + F_D \frac{\partial}{\partial x} \left(\sum_{k=1}^N \rho D_k \frac{\partial}{\partial x} (Y'_k/G_k) \right) + F_\mu \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial}{\partial x} (au') \right), \\ \frac{\partial p'}{\partial t} - a \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{\gamma}{a} \left(\frac{\partial}{\partial t} (au') - a \frac{\partial}{\partial x} (au') \right) &= \sum_{j=1}^J F_{wj} W'_j + \\ + F_\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial}{\partial x} (TT') \right) - F_\mu \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial}{\partial x} (au') \right) + F_D \frac{\partial}{\partial x} \left(\sum_{k=1}^N \rho D_k \frac{\partial}{\partial x} (Y'_k/G_k) \right), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\gamma T' - (\gamma - 1) p') &= \sum_{j=1}^J F_{Tj} W'_j + F_\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial}{\partial x} (TT') \right) - \\ - (\gamma - 1) F_D \frac{\partial}{\partial x} \left(\sum_{k=1}^N \rho D_k \frac{\partial}{\partial x} (Y'_k/G_k) \right), \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (Y'_k) = \sum_{j=1}^J \partial_{kj} G_k W'_j + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_k \frac{\partial}{\partial x} (Y'_k) \right),$$

$$p' = \rho' + T' + G',$$

где

$$M' = \sum_{k=1}^N (Y'_k/G_k); \quad G = \sum_{k=1}^N (Y_k/G_k);$$

$$G' = M'/G; \quad F_{wj} = q_j/(c_v T) + \frac{1}{G} \sum_{k=1}^N \nu_{kj};$$

$$F_{Tj} = F_{wj} - \frac{\gamma}{G} \sum_{k=1}^N \nu_{kj}; \quad F_\lambda = \frac{\gamma(\gamma-1)}{\rho a^2};$$

$$F_\mu = \frac{4}{3} \frac{\gamma}{\rho a}; \quad F_D = 1/(G\rho);$$

W'_j — возмущение скорости j -й реакции; ρ , T , a , Y_k — плотность, температура, скорость звука, относительная массовая концентрация k -го компонента для стационарного течения; k — номер компонента; N — число компонентов; p' , u' , T' , ρ' — относительные возмущения давления, скорости, температуры, плотности; Y'_k — абсолютное возмущение концентрации; $\gamma(x)$ — показатель адиабаты; ν_{kj} — стехиометрический коэффициент при k -м компоненте в j -й реакции; q_j — тепловой эффект j -й реакции; μ , λ , D_k — коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии k -го

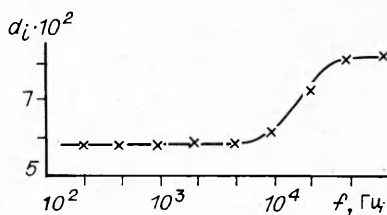
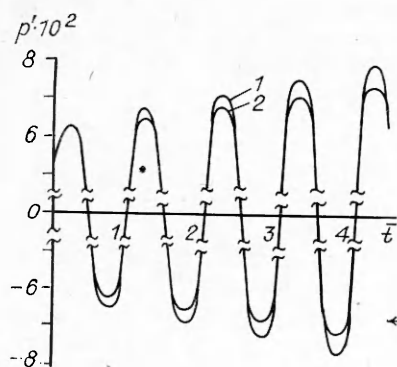


Рис. 2. Зависимость инкремента колебаний от частоты.

← Рис. 1. Зависимость возмущения давления от безразмерного времени $t = t/\theta$ (θ — период основной гармоники).

компонента соответственно; G_k — молекулярная масса k -го компонента; c_V — теплоемкость смеси; J — число реакций.

Время распространения акустической волны вне зоны горения много больше времени ее распространения внутри этой зоны. С этой точки зрения рассматриваемая задача является жесткой. Для разрешения проблемы жесткости описание распространения акустических волн проведено аналитически. При этом учтены акустические потери, обусловленные излучением звука через открытые торцы трубы [13], а также затуханием волн на цилиндрической стенке трубы вследствие теплопроводности и вязкости [14]. Поскольку в отличие от [13, 14] рассматриваемые в настоящей работе акустические волны, вообще говоря, немонохроматические, то расчет их затухания осуществлялся с помощью свертки по Фурье характеристик волны с функциями Грина, представляющими собой фурье-образы соответствующих спектральных коэффициентов затухания. Для сравнения рассчитано развитие акустических колебаний при отсутствии потерь. В этом случае граничные условия на концах трубы сводятся к условиям идеального отражения акустических волн.

Численный метод решения системы (1) основан на расщеплении по физическим процессам. В результате получены зависимости от времени возмущений давления, температуры, скорости, концентрации компонентов и плотности газа при различном положении пламени в трубе.

На рис. 1 представлена зависимость возмущения давления p' на границе зоны горения от времени без учета потерь звуковой энергии (кривая 1) и с учетом этих потерь (2). Рассмотрен случай горения стехиометрической смеси водорода с кислородом в трубе длиной 1,8 и радиусом 0,05 м, открытой с обоих концов. Пламя расположено в акустическом центре трубы, что позволяет проследить развитие колебаний основной гармоники (частотой 280 Гц). Видно, что амплитуда колебаний в обоих случаях нарастает. По полученным данным (без учета потерь) вычислен логарифмический инкремент колебаний как натуральный логарифм отношения амплитуд давления за период колебаний. В рассмотренном случае инкремент колебаний $d_i = 6 \cdot 10^{-2}$ превышает декрамент $d = 4 \cdot 10^{-2}$, связанный с потерями звуковой энергии по длине трубы и при отражении акустической волны от ее концов, т. е. акустические колебания в системе усиливаются (см. рис. 1, 2). Напротив, при горении водородовоздушной и углеводородовоздушных смесей [4, 5] $d_i \approx 10^{-3}$, а $d \approx 10^{-2}$, что приводит к затуханию колебаний.

Полученные результаты показали возможность возбуждения акустических колебаний плоскими пламенами вследствие зависимости скорости химической реакции от возмущений термодинамических параметров газа в звуковой волне при горении водородокислородных смесей с составом, близким к стехиометрическому. Указанные результаты позволяют сделать вывод о существовании концентрационной границы области возбуждения акустических колебаний в системе. В связи с этим целесообразно найти такую границу для быстрогорящих углеводородокислородных смесей.

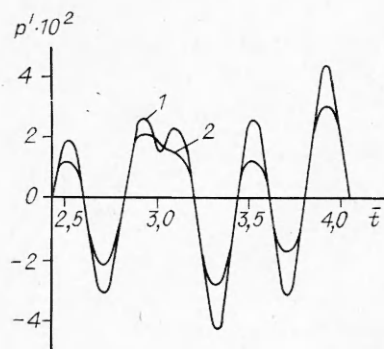


Рис. 3. Зависимость возмущения давления от безразмерного времени. Длина трубы 0,2 м, радиус 0,01 м.

На рис. 2 представлена зависимость инкремента колебаний (без учета потерь) от частоты f для водородокислородного пламени, расположенного в акустическом центре трубы. Рассмотрен диапазон частот, включающий низко- ($\theta \gg \tau$) и высокочастотные режимы ($\theta \ll \tau$). Условной границей между этими режимами служит $f^* = 1/\tau$ (на рис. 2 $f^* \approx 10^4$ Гц). Из рис. 2 видно, что при $f \ll f^*$ и $f \gg f^*$ инкремент колебаний практически не зависит от частоты. Полученная зависимость $d_i(f)$ позволяет рассчитать границы устойчивости при распространении плоского ламинарного пламени в трубе.

На рис. 3 показан фрагмент временной зависимости возмущения давления p' без учета (кривая 1) и с учетом акустических потерь (2) при не совпадении положения пламени с акустическим центром трубы. В данной ситуации наряду с основной развиваются и более высокочастотные гармоники (см. рис. 3, 1). Учет потерь звуковой энергии приводит к сглаживанию кривой давления (см. рис. 3, 2), т. е. к выделению низкочастотных гармоник. Затухание высокочастотных гармоник объясняется большими потерями их энергии по сравнению с низкочастотными модами. Подобные временные зависимости показывают, какие из гармоник возбуждаются при различном положении пламени в трубе.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность и прослежена динамика развития акустических колебаний на начальной стадии вибрационного режима распространения плоского ламинарного пламени в трубе при наличии потерь акустической энергии.

Авторы признательны Е. С. Озерову за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аввакумов А. М., Чучкалов И. А., Щелоков Я. М. Нестационарное горение в энергетических установках.— Л.: Недра, 1987.
2. Чучкалов И. А., Аbruков С. А. Вибрационное распространение пламени.— Чебоксары, 1975.
3. Асланов С. К. // Физика аэродисперсных систем.— Киев; Одесса: Впща шк., 1982.— Вып. 21.
4. Фурлетов В. И. ФГВ, 1972, 8, 1, 86.
5. Скляр В. А., Фурлетов В. И. ФГВ 1977, 13, 1, 135.
6. Jones I. // Proc. Roy. Soc. Lond., 1979, A367, 1730, 291.
7. Кэскан В. // Четвертый симп. (Международ.) по вопросам горения и детонационных волн.— М.: Оборонгиз, 1958.
8. Зельдович Я. Б. Нелинейные волны.— М.: Наука, 1980.
9. Тараканов С. В., Хоружникова Т. Д., Чивилихин С. А. // Первый Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике.— Черноголовка, 1984.— Т. 1, ч. 1.
10. Скляр В. А., Фурлетов В. И. ПМТФ, 1974, 1, 84.
11. Clarke J. F. // Proc. Roy. Soc., 1968, A307, 283.
12. MacCormack L. M. AIAA Paper, 1969, N 69—354.
13. Исакович М. А. Общая акустика.— М.: Наука, 1973.
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.; Л.: ОГИЗ, 1944.

Поступила в редакцию 13/1 1988