

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ФАКЕЛЬНОГО ГОРЕНИЯ

Бондаренко А.В., аспирант

Одесский национальный политехнический университет, г. Одесса

Волков В.Э., канд. физ.-мат. наук, доцент

Одесская национальная академия пищевых технологий, г. Одесса

Максимов М.В., доктор техн. наук, профессор

Одесский национальный политехнический университет, г. Одесса

*Произведено исследование развития неустойчивости факельного горения и преобразования ламинарного факела в турбулентный. Доказано, что эффекты вязкости и сжимаемости среды оказывают стабилизирующее влияние на газовый факел. Изучение аэродинамики отдельного факела служит теоретической основой технологии сжигания топлива в камерах сгорания и управления процессом горения в топках.*

*Investigations of the development of the flare instability and the laminar-to-turbulent transition for the flares are done. The stabilizing effects of viscosity and compressibility are proved. Study of the individual flare stability is theoretical basis for technology of fuel burning in combustion chamber and for control of the burner combustion.*

Ключевые слова: факел, пламя, горение, неустойчивость, горелка, топка, камера сгорания.

Техника сжигания органического топлива предполагает широкое применение разнообразных топков и камер сгорания. Топка (камера сгорания) может иметь различные размеры и форму – параметры, задаваемые инженерами-теплотехниками. Однако общая схема топки для сжигания газовых смесей весьма проста (Рис. 1): на передней стенке – фронте – топки расположены горелки (у некоторых топков два фронта расположены друг против друга); в противоположной фронту (задней) стенке обычно находится отверстие (выходное окно, сопло) для выхода продуктов сгорания.

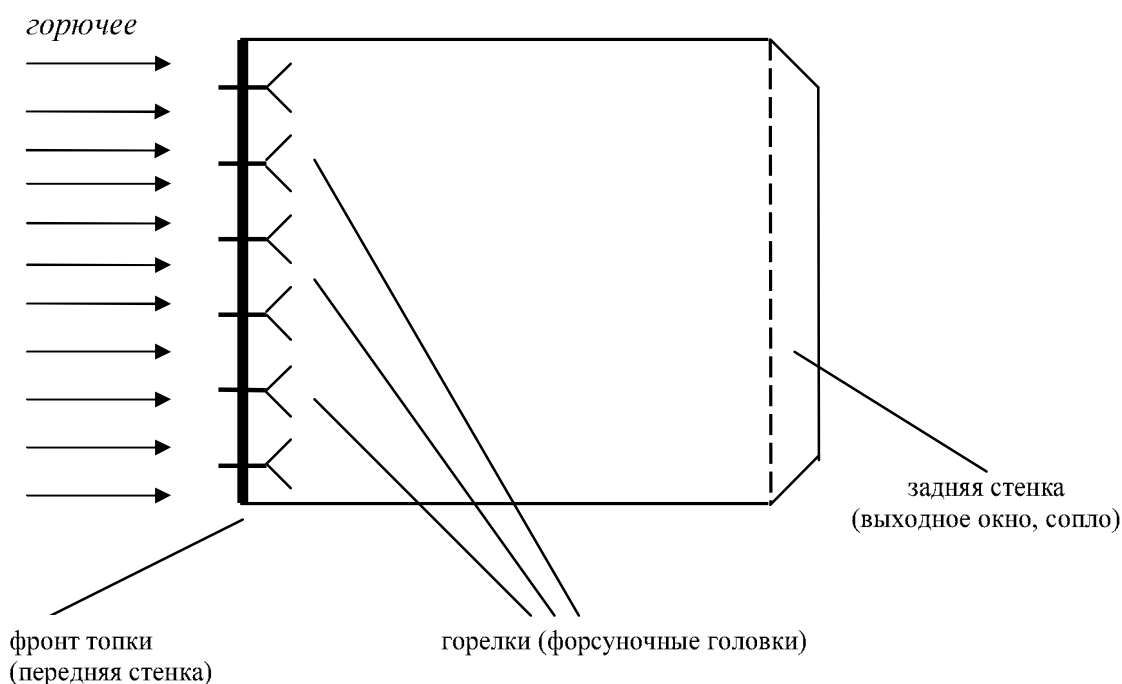


Рис. 1 – Модель топки (камеры сгорания)

Процесс сжигания топлива в отдельно взятой газовой горелке представляет собой факельное горение (горение в потоке). В камерах сгорания, как правило, сжигание топлива осуществляется в нескольких горелках, которые могут иметь различные формы устья и взаимное расположение. При этом создается

система взаємодіючих факельних пламен, которая, так или иначе, может быть отнесена к одному из двух (принципиально возможных) типов:

1) взаимодействие факелов слабое (или вообще отсутствует): имеет место так называемый «режим разомкнутого горения» [1], при котором элементарные фронты пламени сохраняют свою индивидуальность на всем протяжении факела;

2) взаимодействие факелов настолько сильное, что образуется единый составной или сомкнутый факел [1]: имеет место «режим сомкнутого горения» [1], при котором элементарные фронты пламени не сохраняют свою индивидуальность на всем протяжении факела (они могут сохранять ее лишь вблизи устья течения).

В последнем случае на некотором расстоянии от передней стенки топки происходит смыкание элементарных пламен и образование единого фронта пламени. В результате характер течения и акустические характеристики камеры сгорания принципиально изменяются [2]; может возникнуть режим вибрационного горения [2]. Таким образом, вопрос о возможности возникновения составного факела является чрезвычайно важным для технологии процесса сжигания газового топлива и управления этим процессом. Ответ на этот вопрос зависит от геометрии взаимного расположения отдельных горелок и размеров образующихся факелов. Следовательно, необходимо детально исследовать некоторые вопросы аэродинамики отдельного газового факела, чему, собственно, и посвящена настоящая работа.

Газовые факелы разделяют на ламинарные и турбулентные [1,4]. Если в поле течения факела происходит переход от ламинарного течения к турбулентному, то образуется так называемый «переходный факел» [1], в котором сочетаются (на различных участках) ламинарная и турбулентная форма движения: явление столь же мало изученное, сколь редкое.

Модель ламинарного факела предполагает наличие «холодного конуса», ограниченного фронтом пламени (Рис. 2), при этом фронт пламени может рассматриваться как зона конечной протяженности.

Горючая смесь подается в устье горелки со скоростью  $u_0$  при диаметре (поперечном размере) насадка  $d_0$ , что определяет величину расходного объема смеси  $V_0$ . Предполагается, что скорость  $u_0$  подачи горючей смеси много меньше скорости распространения звука  $a_0$  в этой смеси, т.е. имеет место следующее неравенство:

$$u_0 \ll a_0 \quad (1)$$

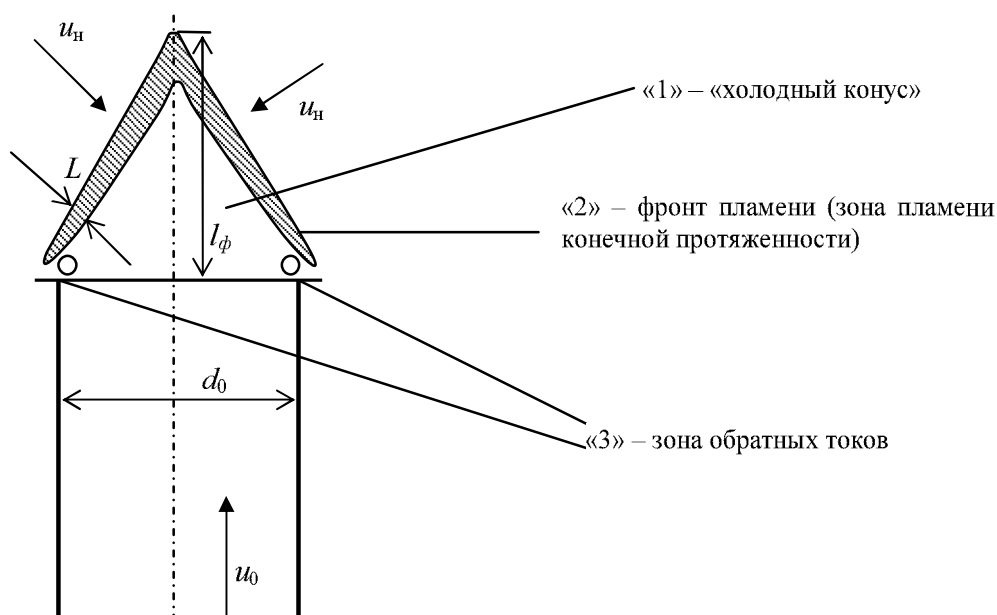


Рис. 2 – Феноменологическая модель ламинарного факела

Пламя моделируется зоной конечной протяженности  $L$ , которая определяется либо из известной тепловой теории горения Михельсона (см. [5,6]), либо по эмпирическим данным о факельном горении [1,4]. Величина  $l_\phi$  обозначает высоту факельного конуса, иначе говоря, высоту или длину факела [1,4], причем

$$L \ll l_\phi \quad (2)$$

Горение осуществляется со скоростью  $u_n$  ( $u_n$  – скорость нормального горения или же скорость распространения ламинарного пламени; величина  $u_n$  может быть как определена экспериментально, так и рассчитана теоретически) [5–7].

Факел состоит из трех зон (Рис.2): холодного конуса «1», фронта (зоны) пламени «2» и зоны обратных токов «3» (последняя слабо влияет на факельный процесс в целом).

Формально турбулентный факел имеет такую же структуру, как ламинарный (Рис.3), однако различия между этими двумя видами факелов весьма существенны.

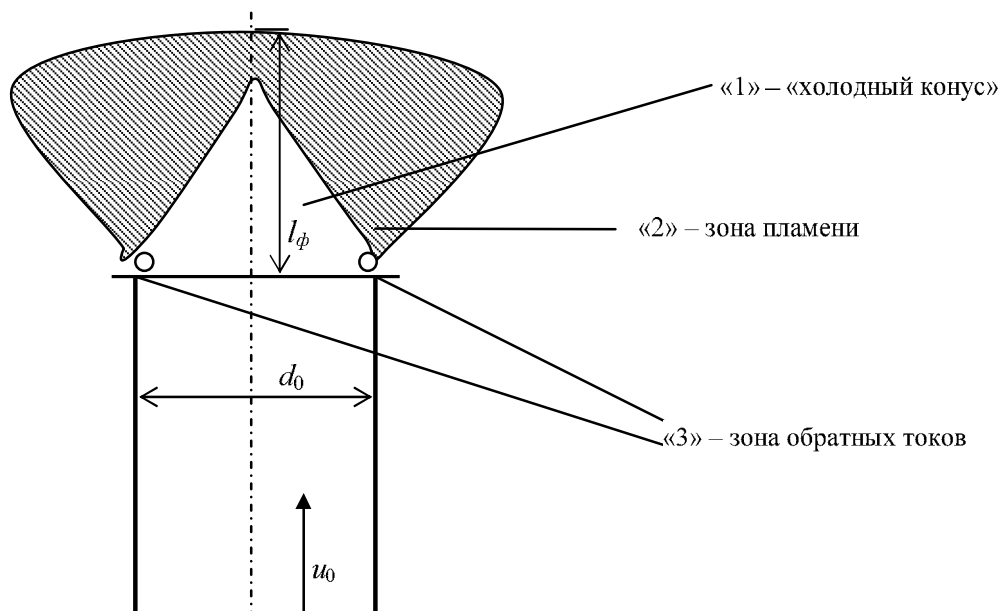


Рис. 3 – Феноменологическая модель турбулентного факела

Принципиальное отличие ламинарного факела от турбулентного состоит в том, что из-за наличия в аэродинамической структуре потока турбулентных вихрей и пульсаций фронт пламени перестает иметь четкие границы. Понятие «скорость распространения фронта турбулентного пламени» практически теряет смысл. Геометрия и размеры турбулентного факела в сравнении с факелом ламинарным определяются совершенно иначе [1,4].

Очевидно, что если все факелы ламинарные, то режим сомкнутого горения в принципе невозможен. Поэтому есть смысл рассматривать только режим сомкнутого горения турбулентных факелов или же составной турбулентный факел [1]. Следовательно, чрезвычайно важным с точки зрения возможности образования составного факела представляется вопрос о турбулизации ламинарного факела.

Проблему турбулизации газового факела связывают главным образом с вопросом о том, ламинарной или турбулентной является струя горючей смеси в горелке [1,4,8]. Очевидно, что газовая струя в горелке является турбулентной, если число Рейнольдса

$$Re_d = \frac{d_0 v}{\nu}, \quad (3)$$

вычисленное по скорости  $u_0$  подачи горючей смеси и по размеру насадка  $d_0$  ( $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости исходной горючей смеси) превышает некоторую критическую величину  $Re_d^*$ , т.е. имеет место неравенство

$$Re_d \geq Re_d^* \quad (4)$$

Однако подобный подход является весьма упрощенным. Общеизвестно [9,10], что переход к турбулентности в струе горючей смеси обусловлен развитием неустойчивости ламинарного течения вязкой среды (если моделировать подачу горючего как течение в канале или трубе). Однако, устойчивость такого течения обеспечивает только ламинарность потока горючей смеси, но не гарантирует ламинарность самого факела, так как факельное пламя само по себе может быть неустойчивым [10-13], что приводит к автотурбулизации горения.

Неустойчивость и ячеистая структура пламени детально исследована нами в ряде работ [12-14]. Доказано, что основным фактором, стабилизирующим процесс нормального горения, являются вязкость и эффект изменения протяженности зоны горения под влиянием возмущений [12,13]. Однако сжимаемость среды также оказывает на пламя стабилизирующее воздействие [14]. Теоретически получены значения критического числа Рейнольдса

$$\text{Re}_\lambda^* = \frac{\lambda_m \nu}{u_i}, \quad (5)$$

вычисленного по скорости нормального горения  $u_n$  и по длине волны  $\lambda_m$  максимально быстро нарастающего со временем возмущения (величина  $\nu$  сохраняет смысл кинематической вязкости исходной горючей смеси). Эти значения количественно совпадают с данными экспериментов как для быстрогорящих (кислородных) [5,15], так и для медленногорящих (воздушных) смесей [16], что служит убедительным аргументом в пользу построенной теории.

Применение теории гидродинамической устойчивости пламени [12-14] к факельному горению газов [1,4] требует более детального рассмотрения геометрии ламинарного факела.

Известно, что если

$$u_0 \gg u_n, \quad (6)$$

т.е. если скорость струи горючей смеси существенно превышает скорость нормального горения, то

$$l_\phi \cong \frac{d_0 u_0}{u_i}, \quad (7)$$

иначе говоря

$$\bar{l}_\phi \cong \frac{u_0}{u_i}, \quad (8)$$

где  $\bar{l}_\phi \equiv \frac{l_\phi}{d_0}$  – безразмерная высота (длина) факела.

При известной величине  $l_\phi$  длина  $L$  образующей конуса ламинарного пламени может быть элементарно вычислена по формуле

$$L = \sqrt{l_\phi^2 + \frac{d_0^2}{4}}. \quad (9)$$

Отметим, что при несоблюдении неравенства (6), – что нечасто имеет место на практике, – формулы (7) и (9) для высоты факела  $l_\phi$  и длины  $L$  образующей конуса пламени имеют более сложный полуэмпирический характер [1,4], что не влияет, однако, на последующие рассуждения.

Возможность развития неустойчивости и перехода процесса факельного горения к турбулентности определяется соотношением между длиной волны  $\lambda_m$  максимально быстро нарастающего со временем возмущения, алгоритм определения которой приведен в работах [12,13], и длиной  $L$  образующей конуса пламени. Возможны три принципиально различные ситуации.

Если

$$\lambda_m > L, \quad (10)$$

то неустойчивость не имеет места (возмущения с неустойчивыми длинами волн не могут реализоваться из-за ограниченности длины фронта пламени) и автотурбулизация горения не происходит.

Если

$$\lambda_m \approx L, \quad (11)$$

то неустойчивость, скорее всего, проявляется не в автотурбулизация пламени, а в искажении геометрической формы его фронта. Фронт пламени в плоском сечении принимает дугообразные формы (Рис. 4), – при этом геометрические параметры дуг определяются длиной волны  $\lambda_m$  – однако само пламя остается ламинарным. «Холодный конус» в этом случае принимает тюльпановидную форму, причем максимальный поперечный размер «тюльпана» ненамного превосходит диаметр насадка  $d_0$ .

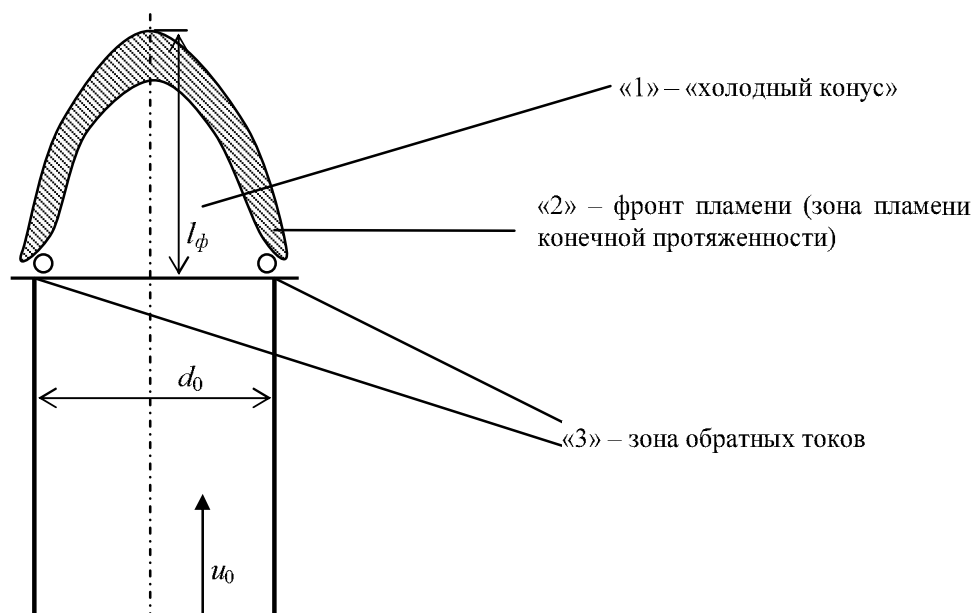


Рис. 4 – Ламинарный факел с искаженной (тюльпановидной) формой фронта пламени

И, наконец, если

$$\lambda_m \gg \Lambda, \quad (12)$$

то пламя неустойчиво и факел становится турбулентным, принимая форму, подобную изображенной на Рис.3. Максимальный поперечный размер турбулентного факела может существенно превосходить диаметр  $d_0$ .

Отметим, что (максимальный) поперечный размер турбулентного факела и его геометрическая форма определяются, в первую очередь, степенью (масштабом) турбулентности [1,4], т.е. параметром, который напрямую зависит от длины волны  $\lambda_m$  максимально быстро нарастающего со временем возмущения фронта пламени. Если турбулентность слабая и мелкомасштабная, то форма турбулентного факела напоминает тюльпановидный фронт пламени (Рис. 4) с «размытыми» границами. В противном случае форма факела примерно такова, как на рис. 3, но факел может быть существенно вытянут в высоту (в длину).

Предположим, что все горелки на передней стенке камеры сгорания одинаковы с точки зрения их геометрии и одновременно функционируют в одном и том же режиме турбулентного горения, т.е. образующиеся факелы абсолютно идентичны. Тогда, если максимальный поперечный размер факела превосходит расстояние между соседними горелками (или очень близок к этому расстоянию), то имеет место режим сомкнутого горения, т.е. образуется составной факел. Если горелки распределены по передней стенке топки неравномерно, то единый составной факел может и не возникнуть, но возможно появление составных факелов (режимы сомкнутого горения) между отдельными группами горелок.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Составной факел может быть только турбулентным факелом.
2. Одной из причин автотурбулизации газового факела является внутренняя гидродинамическая неустойчивость нормального плоского пламени.
3. Развитие неустойчивости факельного горения имеет место только в том случае, если длина волны  $\lambda_m$  максимально быстро нарастающего со временем экспоненциального возмущения [10-13] фронта пламени заметно меньше длины образующей конуса пламени  $\Lambda$ . Соответственно и турбулизация пламени возможна именно при таком условии.
4. Для факельного горения можно пренебречь влиянием сжимаемости среды на развитие неустойчивости ламинарного пламени, так как на начальных этапах проявления неустойчивости это влияние незначительно по сравнению с эффектами вязкости, конечной протяженности зоны пламени и изменением протяженности зоны пламени под влиянием возмущений [12-14].

В заключение отметим, что при рассмотрении вопроса об устойчивости и автотурбулизации факельного пламени нами не были учтены эффекты, связанные с процессами в зоне обратных токов и в вершине пламенного конуса. Эти эффекты должны быть отражены в граничных условиях классической краевой задачи о развитии малых возмущений пламени [10-13], что может служить предметом дальнейших исследований.

### Література

1. Вулис Л.А., Ярин Л.П. Аэродинамика факела. – Л.: Энергия.– 1978. – 216 с.
2. Натанзон М.С. Неустойчивость горения. – М.: Машиностроение, 1984. – 526 с.
3. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. – М: ГИФМЛ, 1961. – 500 с.
4. Крыжановский Ю.В., Крыжановский В.Н. Структура и расчет газового факела. – К.: «Освіта України», 2012. – 96 с.
5. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. – М.: Изд-во АН СССР. – 1963. – 256 с.
6. Зверев И.Н., Смирнов Н.Н. Газодинамика горения. – М.: Изд-во МГУ. – 1987. – 307 с.
7. Щетинков Е.С. Физика горения газов. – М: Наука, 1965. – 739 с.
8. Кузнецов В.Р., Сабельников В.А. Турбулентность и горение. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 288 с.
9. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: ГИТТЛ, 1957. – 785 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В 10 т.: Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.– 1986. – 736 с.
11. Ландау Л.Д. К теории медленного горения //Журнал экспериментальной и теоретической физики, 1944. – Т.14, № 6. – С. 240-244.
12. Асланов С.К., Волков В.Э. Интегральный метод анализа устойчивости ламинарного пламени. – Физика горения и взрыва, 1991, № 5. – С. 160-166.
13. Aslanov S., Volkov V. On the Instability and Cell Structure of Flames. – Archivum combustionis, 1992, Vol.12, Nr. 1-4. – P. 81-90.
14. Волков В.Э., Рыбина О.Б. Об устойчивости плоской стационарной волны медленного горения в сжимаемой среде. – Дисперсные системы. XXI научная конференция стран СНГ 20-24 сентября 2004 г., Одесса. Тезисы докладов. – Одесса: "Астропринт", 2004. – С. 75-76.
15. Трошин Я.К., Щелкин К.И. Структура фронта шаровых пламен и неустойчивость нормального горения // Изв. АН СССР. ОТН, 1955. – № 9. – С. 160–166.
16. Гуссак Л.А., Спринцина Е.Н., Щелкин К.И. Исследование устойчивости фронта нормального пламени – Физика горения и взрыва, 1968. – Т. 4, № 3. – С. 358-366.