

Лекция №14

Горение в турбулентном потоке.

1. Возникновение и характеристики турбулентного движения.
2. Влияние турбулентности на интенсивность процессов переноса и на горение.
3. Зависимость скорости турбулентного горения от характеристик турбулентности.
4. Ускорение дефлаграционного горения и переход горения в детонацию.

(I)

При анализе кривой Гюгоньо было установлено, что существует две ветви – детонационная и дефлаграционная. На детонационной ветви единственным реализуемым на практике случаем является детонация Чемпена – Жуге. На дефлаграционной ветви на практике реализуется область слабых дефлаграций. В этой области скорость волны относительно исходного газа дозвуковая, и волна дефлаграции является волной разрежения, то есть давление в продуктах сгорания меньше чем перед фронтом горения. Наиболее известен режим слабой дефлаграции, соответствующий ламинарной скорости горения, когда скорость горения определяется химической кинетикой и процессами молекулярного переноса. Пламя, соответствующее этому режиму имеет гладкую поверхность, стационарно. Если бы во всех существующих технических устройствах реализовался ламинарный режим горения, то эти технические устройства имели бы огромные размеры (топки ТЭС), а некоторые (воздушные лайнеры) не могли бы функционировать. За счёт чего же удаётся интенсифицировать процесс горения? Что позволяет увеличить скорость горения? Оказывается изменение скорости горения связано с изменением характера течения среды, а именно с переходом ламинарного течения в турбулентное. Чем же отличаются ламинарное и турбулентное течение, чем вызывается переход от ламинарного течения к турбулентному?

Ламинарное или слоистое течение характеризуется тем, что движение жидких частиц происходит вдоль определённых линий тока, при турбулентном течении жидкие частицы переходят с одной линии тока на другую, то есть происходит перенос вещества, а вместе связанных с ним количества движения и энергии. То есть турбулентное течение характеризуется дополнительным переносом всех величин, этот перенос связан с пульсациями скорости (отклонением от среднего значения и направления). Возникновение пульсаций есть следствие потери устойчивости ламинарного течения рис.1. Потеря устойчивости ламинарного течения зависит от глобального числа Рейнольдса, которое отражает отношение сил инерции в потоке к силам трения (вязкости).

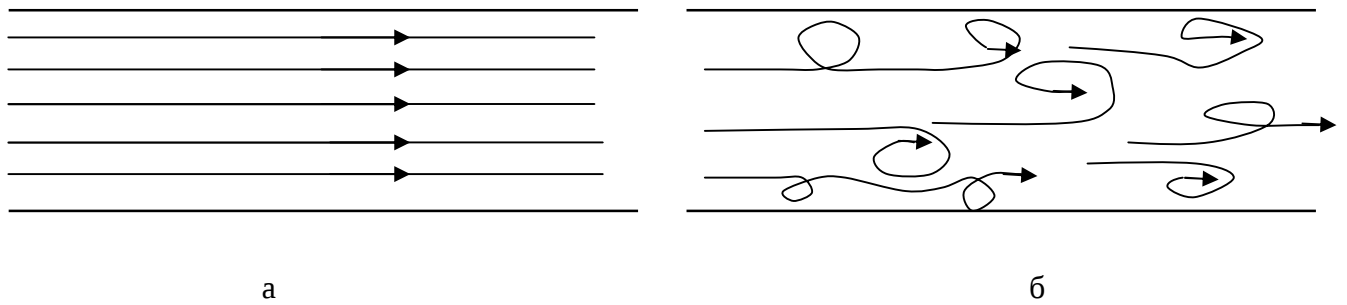


Рис.1. а) ламинарное течение (слоистое) б) турбулентное течение (вихревое с интенсивным обменом)

Силы инерции:

$$\rho U \frac{dU}{dx} \approx \frac{\rho U^2}{L}$$

Силы трения:

$$\mu \frac{d^2 U}{dx^2} \approx \frac{\mu U}{L^2}$$

$$Re = \frac{\text{силы инерции}}{\text{силы трения}} = \frac{\rho U L}{\mu}$$

Учитывая, что $\mu = \rho \nu$, получаем:

$$Re = \frac{U}{\nu} L \quad (1)$$

U – характерная скорость глобального течения м/с

L – характерный размер течения, на котором происходит изменение скорости

ν – кинематическая вязкость м²/с

При потере устойчивости ламинарного течения в первую очередь растут возмущения определённой критической длины волны, по мере развития неустойчивости происходит рост возмущений других масштабов и, таким образом, появляются новые масштабы возмущений. Чем больше число Re тем больше возмущений разных масштабов в течении, тем более развитым является турбулентное течение. Для характеристики внутренней развитости турбулентного движения используется турбулентное число Re_e :

$$Re_e = \frac{U' l}{\nu} \quad (2)$$

$U' = \sqrt{(U - \hat{U})^2}$ - пульсационная составляющая скорости

l – интегральный масштаб турбулентности

U – мгновенное значение скорости потока

$\hat{U}$ – осреднённая по времени скорость потока

Интегральный масштаб турбулентности определяется по пространственной корреляции пульсационной скорости, то есть характеризует размер частиц жидкости, сохраняющих индивидуальность при турбулентном движении или максимальный размер внутренних вихрей, ведь движение частиц жидкости при пульсации вихревое. Поскольку неустойчивость течения развивается за счёт глобального осредненного течения, то и турбулентность черпает свою энергию из глобального течения, с образованием энергосодержащих вихрей с размерами, совпадающими по порядку с интегральным масштабом l . Скорость производства турбулентной энергии:

$$\varepsilon = A \frac{U^3}{l} \quad (3)$$

В среднем турбулентность тоже стационарна, а это значит, что наряду с генерацией турбулентности существует диссипация турбулентной энергии и, очевидно, что в этом случае (стационарность) скорость диссипации равна скорости её генерации.

При достаточно большом турбулентном числе Re_ε турбулентность развита настолько, что существует широкий диапазон масштабов вихрей, движение которых уже не зависит от осреднённого течения, они и меньше интегрального масштаба, но ещё достаточно велики, чтобы на их движении сказывались силы вязкости. Этот диапазон масштабов турбулентного движения называется инерционным, а свойства турбулентности определяются величиной ε , так как с этой скоростью энергия турбулентности разных масштабов передаётся от больших вихрей к меньшим. И, наконец, когда размеры вихрей будут соответствовать условиям диссипации турбулентной энергии вязкостью, то кроме величины ε , скорость диссипации, движение в этой области будет зависеть ещё от величины коэффициента кинематической вязкости ν . Соображения размерности в этом диапазоне масштабов движения дают следующие выражения для характерных величин размеров вихрей, скорости пульсаций и времени пульсаций:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}$$

$$U_\eta = (\varepsilon \nu)^{1/4} \quad (4)$$

$$\tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}$$

Весь диапазон движения в этих масштабах называется колмогоровским, как и сами масштабы. Итак, при достаточно развитой турбулентности ($Re_T > 300$), имеются три диапазона турбулентного движения:

- 1) Диапазон энергосодержащих вихрей, в этом диапазоне энергия от осреднённого движения переходит к турбулентному со скоростью ε . Масштабы вихрей и их скорость зависят от характера осреднённого движения.
- 2) Диапазон инерционный, в котором турбулентное движение носит универсальный характер и определяется только величиной ε . В этом диапазоне турбулентная энергия передаётся по спектру масштабов от больших к меньшим.
- 3) Диапазон, где происходит вязкая диссипация со скоростью ε (ведь турбулентность стационарная). Это самые малые масштабы движения.

η - колмогоровский масштаб вихревого движения характеризует этот диапазон.

(II)

Ламинарное пламя, попав в поле турбулентного потока, претерпевает ряд изменений, связанных с взаимодействием с гидродинамическим полем. Первое изменение связано с влиянием профиля осреднённой скорости потока. Пламя, как поверхность, состоящая из материальных частиц, будет деформироваться под действием потока, независимо ламинарное течение или турбулентное. На рис.2 показано изменение средней поверхности и структуры пламени в зависимости от профиля основного глобального течения и от масштабов турбулентных пульсаций.

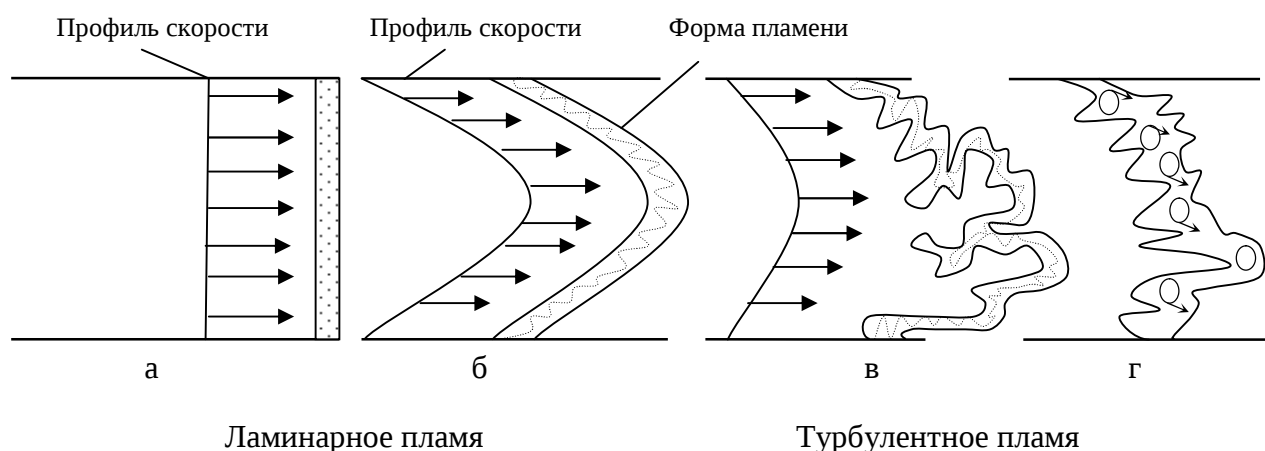


Рис.2. а) Плоский профиль скорости слева – ему соответствует ламинарное плоское пламя справа б) Профиль с поперечным сдвигом – поверхность ламинарного пламени деформируется, площадь пламени увеличивается в) Поверхность ламинарного пламени возмущается крупномасштабными турбулентными пульсациями, внутренняя структура пламени соответствует ламинарному г) Мелкомасштабные вихри изменяют интенсивность процессов обмена внутри пламени, изменяя и его внутреннюю структуру, в этом случае ламинарного фронта нет, размер колмогоровских вихрей меньше толщины ламинарного пламени $\eta < \delta$.

Анализ рисунка 2 даёт возможность утверждать, что скорость турбулентного горения увеличивается в результате следующих факторов:

- 1) Увеличение площади пламени в результате взаимодействия с глобальным потоком в результате взаимодействия с длинноволновой частью спектра.
- 2) Увеличение интенсивности процессов при взаимодействии с вихрями из коротковолнового диапазона.
- 3) При низком уровне начальной турбулентности она увеличивается в результате развития неустойчивости пламени, то есть в продуктах горения интенсивность турбулентности выше в этом случае чем в исходной смеси, и это увеличивает скорость турбулентного горения.

Структура фронта пламени и режим турбулентного горения в значительной степени определяется соотношением между U_n/U' , η/δ , l/δ и т.д., где U_n – скорость ламинарного пламени. Для характеристики турбулентного горения часто используется критерий Карловица, представляющий отношение характерного времени для ламинарного пламени $\tau_n = \frac{\delta}{U_n^2}$ к характерному времени гидродинамических деформаций $\tau_r = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{1/2}$.

$$K_a = \frac{\tau_\eta}{\tau_r} = \frac{\varepsilon}{U_H^2} \left(\frac{\varepsilon}{\nu} \right)^{1/2} \approx \frac{\varepsilon}{U_H^2} \left(\frac{U'^3}{\nu} \right)^{1/2} = \left(\frac{U'}{U_H} \right)^2 \frac{\varepsilon}{\nu} \left(\frac{1}{Re_e} \right)^{1/2} \quad (5)$$

$Re_e = \frac{U' l}{\nu}$ - турбулентное число Рейнольдса

Для изотропной турбулентности:

$$K_a = 0,157 \left(\frac{U'}{U_H} \right)^2 Re_e^{-1/2}$$

На рис.3 представлены различные режимы горения в зависимости от характерных скоростей потока и размеров камер сгорания.

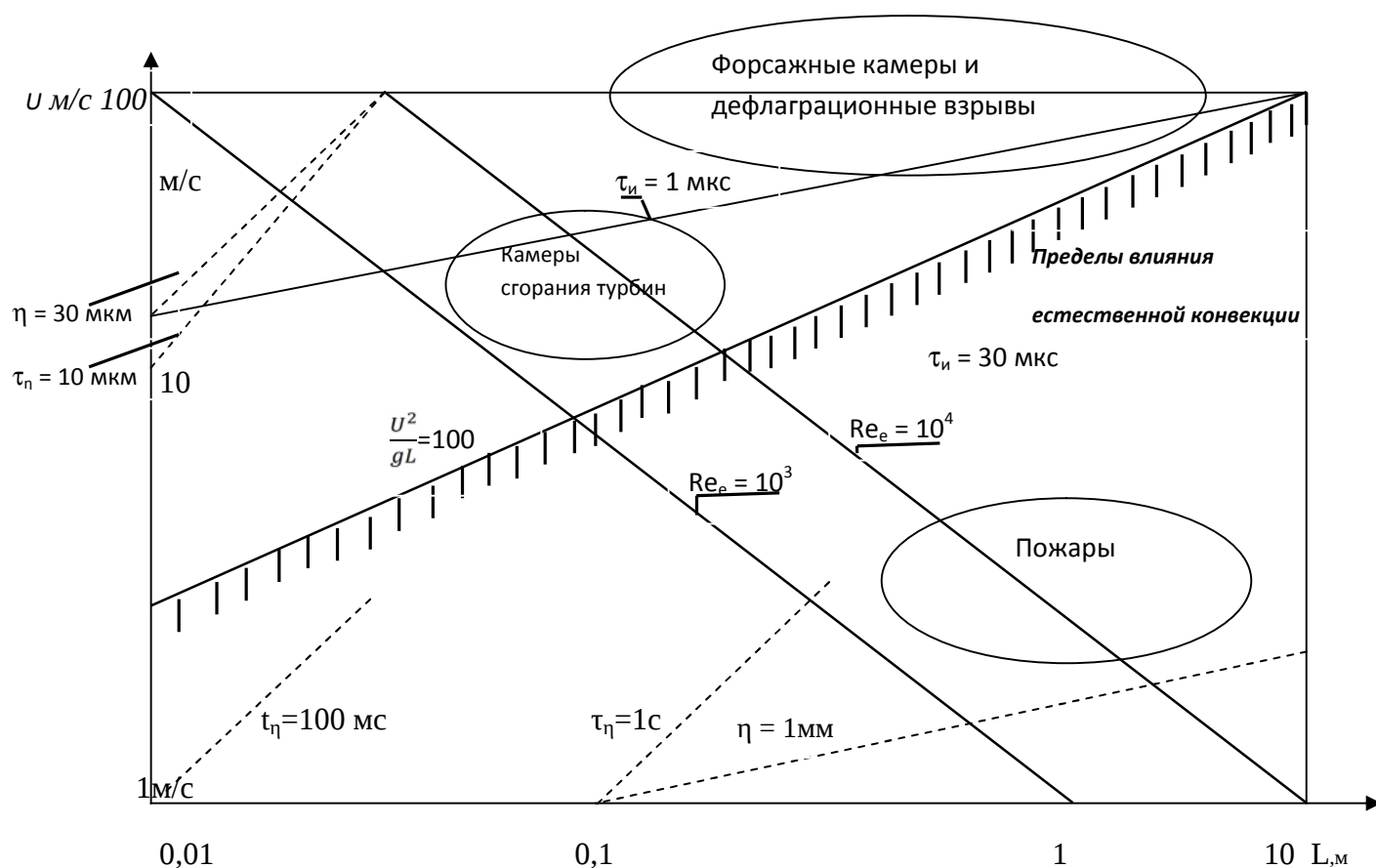


Рис.3. Параметры горения, выраженные через характерную скорость потока U и характерный размер горения L .

η – колмогоровский масштаб

Re_e – турбулентное число Рейнольдса

$$\tau_{ки} = \eta/U$$

Обработка большого массива экспериментальных результатов даёт возможность представления зависимости скорости турбулентного горения от (U_H/U') и от Re_e . На рис.4 представлены эти данные. Из анализа рисунка 4 следует, что при предельно высокой интенсивности турбулентности, скорость турбулентного горения стремится к некоторому предельному значению U_T^* , которое растёт с числом Re_e , то есть растёт с масштабом турбулентности.

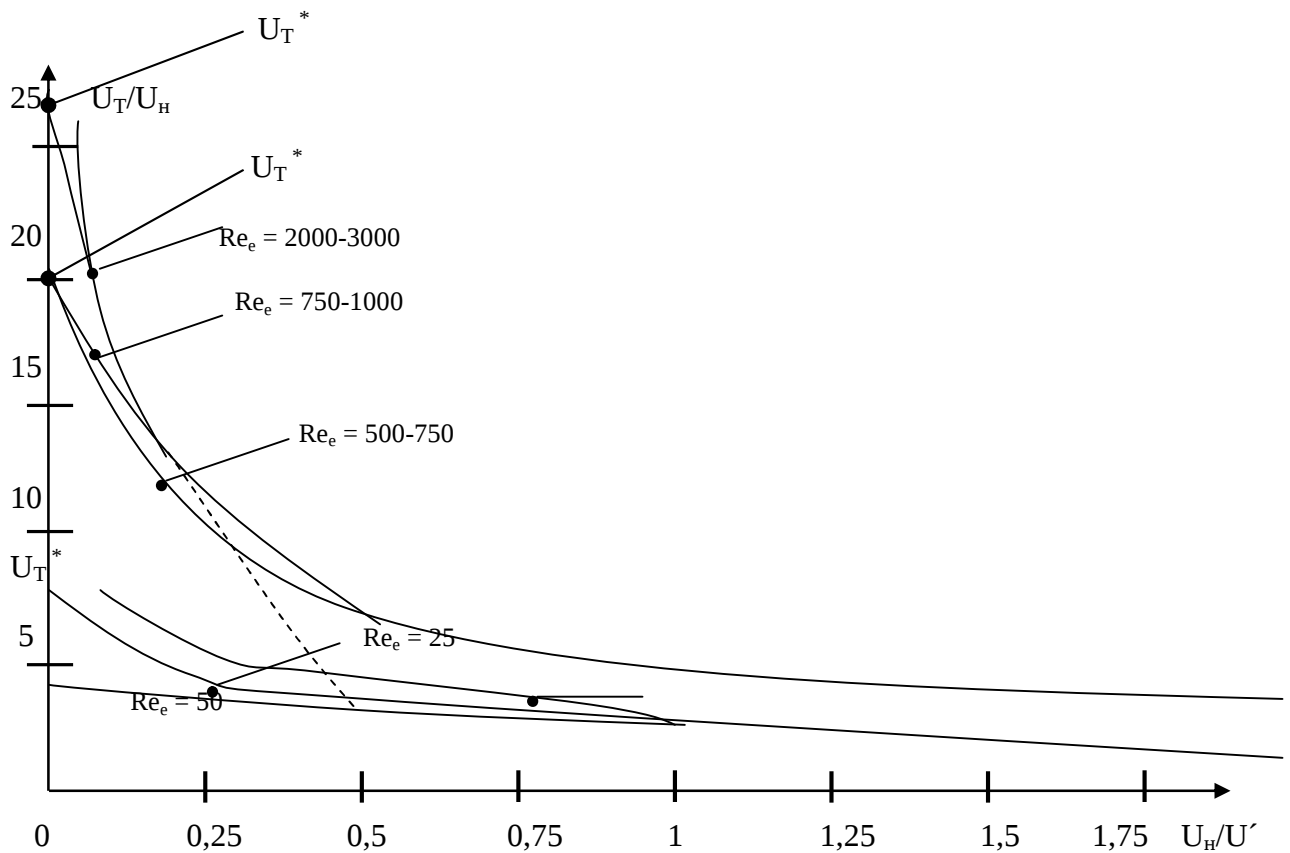


Рис.4. Изменение U_T/U_H в зависимости от U_H/U' для различных чисел Re_e . Слева от пунктирной линии кривой $\eta < \delta$, колмогоровский масштаб η меньше толщины фронта пламени.

Из обработки экспериментальных данных получено соотношение для предельной скорости турбулентного горения:

$$U_T^* = 3,8(Re_e)^{0,238} U_H \quad (7)$$

При предельно низком уровне турбулентности $U_H/U' > 1$ скорость турбулентного горения не зависит от уровня турбулентности, а зависит от масштаба турбулентности и

определяется неустойчивостью пламени и турбулентностью генерированную пламенем. Максимальная интенсификация при $Re_e=3000$ соответствует:

$$U_T \approx 5U_n \quad (8)$$

Экспериментально показано, что энергия зажигания смесей возрастает с увеличением интенсивности турбулентности, а при определённой энергии зажигания, пределы зажигания сужаются, и при некоторой интенсивности турбулентности зажигания не происходит. Подобная картина наблюдается и при горении газовых смесей, когда при увеличении интенсивности турбулентности, а точнее с увеличением числа Карловица скорость горения падает, а значит пламя гаснет. Оценки дают, что это происходит при $K_a > 1$, для $Re_e > 300$, при условии:

$$\frac{U'}{U_n} > 3,1 \left(\frac{Re_e}{Le^2} \right)^{0,25} \quad (9)$$

Le – число Льюиса = D / α отношения коэффициентов диффузии и температуропроводности.

Для широкого диапазона турбулентной интенсивности:

$$1 < \frac{U'}{U_n} < 1$$

$$\frac{U_T}{U_n} = \frac{U'}{U_n} \left(1,4 + \frac{U_n}{U'} \Psi(\sigma) \ln \frac{U_n + 1}{C_1 \alpha \sigma} \right) \quad (10)$$

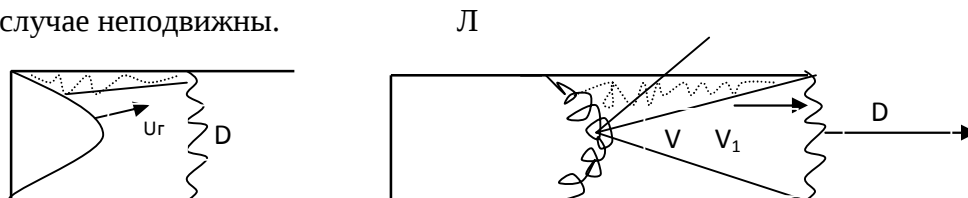
$$\Psi(\sigma) = \frac{\sigma}{\sigma+1} \left(\sqrt{\sigma + 1 - \frac{1}{\sigma}} - 1 \right) \approx 1,6 \text{ для } \sigma = 7 \text{ (степень расширения при горении)}$$

(III)

В турбулентной среде из-за интенсификации процессов обмена (переноса) скорость горения возрастает. Длинноволновая часть спектра турбулентности (возмущения, масштаб которых существенно больше тепловой толщины пламени $l \gg \delta$) делают поверхность пламени волнистой, и вследствие этого при переходе через пламя генерируется новая турбулентность. При низком уровне начальной турбулентности этот механизм даёт существенный вклад в увеличение скорости турбулентного горения. Второй член в скобках выражения (10) отражает этот процесс. При высоком уровне начальной турбулентности $U' \gg U_n$, скорость турбулентного горения $U_T \approx 1,4U'$.

При очень высоком уровне турбулентности достигается предельное значение скорости турбулентного горения, а при дальнейшем увеличении интенсивности турбулентных пульсаций, скорость турбулентного горения падает и горение может прекратиться.

Горение может генерировать турбулентность не только в продуктах сгорания. Рассмотрим ситуацию, изображённую на рис.5. Инициирование горения происходит у закрытого конца трубы, пламя вытягивается в направлении открытого конца трубы. Продукты в этом случае неподвижны.



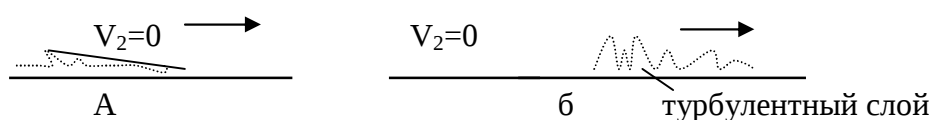


Рис.5. а) начальная фаза развития очага горения у закрытого конца трубы б) полностью развившееся турбулентное горение в трубе, Л – точка лидер

Экспериментальные исследования показали, что при распространении газа в трубе от закрытого конца энергичные смеси ускоряют своё горение до возможности перехода в детонацию. При распространении от закрытого конца трубы продукты сгорания остаются неподвижными, а исходная горючая смесь приходит в движение, и это движение спереди ограничено ударным фронтом, скорость которого D на первых порах значительно больше скорости движения пламени W . Таким образом, газ между фронтом пламени и ударным фронтом приходит в движение из-за расширения продуктов сгорания. Именно в движении газа относительно стенок трубы и в изменениях потока, которые возникают при трении газа о стенки, следует искать главную причину ускорения пламени. При трении газа о стенки трубы возникает турбулизация потока, и вырабатывается неравномерное распределение скорости по сечению трубы. Максимальное значение продольной скорости достигается на оси трубы. При наличии разных скоростей в разных точках потока и в разные моменты времени в соответствии с принципом ведущей точки (точка лидер Л) скорость распространения пламени относительно стенок трубы определяется наиболее быстрой точкой потока, а фронт горения подстраивается под движение ведущей точки, и в результате формируется форма пламени, которое распространяется в пространстве со скоростью ведущей точки.

Для скорости движения пламени можно записать:

$$W = V_m + \varepsilon U' + U_n \quad (11)$$

W – скорость пламени относительно стенок трубы

V_m – максимальное значение скорости потока вдоль оси трубы

U' - пульсирующая составляющая скорости

ε – коэффициент, будучи меньше единицы, учитывает, что пульсирующая скорость меняет знак.

Если обозначить через V среднюю скорость движения газа по трубе, то эффективная скорость сгорания $U_{эф}$ в турбулентном потоке может быть записана в виде:

$$U_{эф} = V_m + \varepsilon U' + U_n - V \quad (12)$$

Но в турбулентном потоке при течении в трубах разность $V_m - V$ и пульсационная составляющая пропорциональны средней скорости потока V поэтому соотношению (12) можно придать вид:

$$U_{эф} = U_n + kV \quad (13)$$

k – коэффициент пропорциональности. С другой стороны, при расширении газа у закрытого конца трубы.

$$V = (\sigma - 1)U_{\text{эф}} \quad (14)$$

Легко видеть, что решение соотношений (13) - (14) для определения V и $U_{\text{эф}}$, имеющее физический смысл, существует, если только $(\sigma - 1) \cdot k < 1$. В противном случае такого решения нет, что означает невозможность осуществления стационарного режима движения газа при горении. Ускорение пламени вызывает ускорение газа, что в свою очередь вызывает ускорение пламени и т.д.

Ускоряющееся пламя приводит к образованию более сильной волны, что в конце концов может привести к детонации. Такой переход неоднократно наблюдался в экспериментах и на практике. Численные оценки показывают. В гладких трубах коэффициент пропорциональности

$$k = \frac{V_m - V}{V} + \varepsilon \frac{U'}{V} \quad (15)$$

равен от 0,2 до 0,25 (это первое слагаемое в (15)), вторым слагаемым можно пренебречь. Множитель $(\sigma - 1)$ для обычных воздушных пламен составляет 6 - 7, и произведение $(\sigma - 1) \cdot k > 1$ - происходит ускорение горения. При $\sigma < 5$, ускорение уже не происходит. К.И.Щелкин экспериментально показал, что помещая в гладкую трубу вдоль стенки спирали, можно резко интенсифицировать ускорение горения и сократить участок перехода горения в детонацию, так как увеличивается коэффициент k .

На рис.6 схематично показано действие преграды на процесс ускорения.

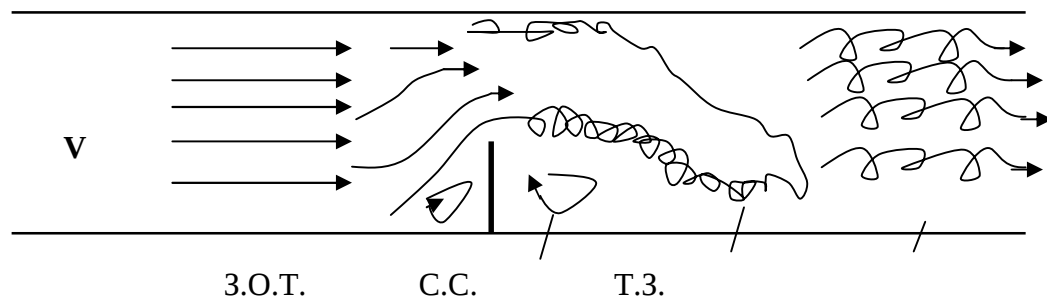


Рис.6. Схема действия преграды, расположенной, на пути движения, пламени на ускорение горения.

З.О.Т. – зона обратных токов

С.С. – слой смешения

Т.З. – турбулентная зона

Пламя, подходя к преграде, вытягивается по направлению к сужению, поскольку при переходе через сужение скорость газа возрастает. Действие преграды зависит от величины блокирующего отношения Б.О.

$$\text{Б. О.} = \frac{\text{Площадь преграды}}{\text{Общая площадь}} \quad (16)$$

За преградой образуется зона обратных токов (З.О.Т.), слой смешения (С.С.), который характеризуется высокой интенсивностью турбулентности. Т.З. – турбулентная зона располагается за зоной обратных токов.

Эффективная скорость горения оценивается с учётом вытягивания пламени и горения в слое смешения. В турбулентной зоне интенсивность турбулентности примерно оценивается так:

$$\frac{U'}{V} = \frac{Б.О.}{2} \quad (17)$$

Для оценки параметров потока в различных случаях приводятся следующие соотношения:

Для течения в трубе:

$$Re_e = 5,927 \cdot 10^{-8} (Re)^{1,84} \text{ для } Re_e > 100$$

$$Re = \frac{Vd}{\nu} \quad (18)$$

d – диаметр трубы

$$\frac{U'}{V} = 0,167 (Re)^{-0,119} \quad (19)$$

Для течения между пластинами:

$$Re_e = 6,121 \cdot 10^{-6} (Re_p)^{1,539} \text{ для } Re_e > 50, Re_p = \frac{Vp}{\nu} \quad (20)$$

p – расстояние между пластинами

$$\frac{U'}{V} = 0,1151 (Re_p)^{-0,118} \quad (21)$$

Если необходимо оценить параметры турбулентного течения (масштаб турбулентности) после прохождения его через препятствия, расположенные в одной плоскости (сетка), то:

$$\frac{l}{b} = 0,115 \left(\frac{x}{b}\right)^{0,452} \quad (22)$$

x – расстояние вниз по потоку от плоскости

b – поперечный размер преграды

Пример: Оценить предельную скорость турбулентного горения для смеси с $U_H=0,4$ м/с, Б.О.=0,3 и b=0,5 м.

$$\frac{U_T^*}{U_H} = 3,8 (Re_e)^{0,238}$$

$$l = b \cdot 0,115 \left(\frac{x}{b}\right)^{0,452} = 0,5 \cdot 0,115 (4)^{0,452} = 0,11 \text{ м}$$

Берётся $x=4b$, как место, где U' - max

$$U' = \frac{Б.О.}{2} \cdot V = \frac{Б.О.}{2} \cdot U_T^* (\sigma - 1) = \frac{0,3}{2} \cdot U_T^* (7 - 1) = 0,9 U_T^*$$

$$\frac{U_T}{U_H} = 3,8 \left(\frac{0,9 U_T - 0,11}{2 \cdot 10^{-5}} \right)^{0,238} \rightarrow (U_T)^{0,762} = 3,8 \cdot 0,4 \left(\frac{0,9 - 0,11}{2 \cdot 10^{-5}} \right)^{0,238} = 11,5$$

$$U_T = (11,5)^{\frac{1}{0,762}} = 24,6 \text{ м/сек}$$

Видимая скорость пламени:

$$W = U_T \cdot \sigma = 24,6 \cdot 7 = 172,5 \text{ м/сек}$$

Пример: Оценить скорость горения в трубе с тремя преградами, данные как в предыдущем примере.

1) Перед первой преградой:

$$V_0 = (\sigma - 1) U_H \cdot A = 6 \cdot 0,4 \cdot 1,7 = 4,08 \text{ м/сек}$$

$$A = 1,7 = \frac{\text{Площадь пламени}}{\text{Площадь трубы}}$$

Пульсационная составляющая после первой преграды:

$$U'_1 = 4,08 \cdot \frac{\text{Б.О.}}{2} = 2,04 \cdot 0,3 = 0,612 \text{ м/сек}$$

2) Скорость газа перед второй преградой:

$$V_1 = (\sigma - 1) U_{T1} \cdot A_1 = 7 \cdot 1,4 \cdot 0,612 \cdot 1,7 = 10,2 \text{ м/сек}$$

Скорость горения после второй преграды:

$$U_{T2} = 1,4 \cdot U'_1 = 1,4 \cdot \frac{\text{Б.О.}}{2} \cdot V_2 = 2,14 \text{ м/сек}$$

Эффективная скорость горения после второй преграды:

$$U_{\text{эф}} = 2,14 \cdot 1,7 = 3,64 \text{ м/сек}$$

Скорость газа после второй преграды:

$$V_2 = (\sigma - 1) U_{\text{эф}} = 6 \cdot 3,64 = 21,8 \text{ м/сек}$$

3) Эффективная скорость горения после третьей преграды:

$$U_{\text{эф}} = \frac{\text{Б.О.}}{2} \cdot V_{T2} \cdot 1,4 \cdot 1,7 = 7,78 \text{ м/сек}$$

$$V_3 = 46,7 \text{ м/сек}$$

Пример: Оценить Б.О. при котором ускоряться горение не будет. Использовать данные предыдущего примера.

Очевидно, что пламя не будет ускоряться, если:

$$\frac{\text{Б.О.}}{2} \cdot (\sigma - 1) \cdot 1,4 \cdot 1,7 < 1$$

$$\text{Б.О.} < \frac{2}{1,4 \cdot 1,7 \cdot (7 - 1)} = 0,14$$

Если расширение продуктов сгорания не полностью идет на приведение в движение газа перед пламенем, то вводится эффективная степень расширения $\sigma_{\text{эф}} \approx 0,6\sigma$. И тогда Б.О. необходимое для ускорения горения увеличится.

Основные результаты лекции:

1. Из-за повышения интенсивности процессов переноса в турбулентном потоке, скорость горения в этих условиях возрастает.

2. Важным критерием, определяющим режим турбулентного горения, является число Карловица:

$$K_a = 0,157 \left(\frac{U'}{U_n} \right)^2 Re_e^{-1/2}$$

3. При значении числа $K_a \ll 1$, когда $U'/U_n < 1$, скорость турбулентного горения определяется гидродинамической неустойчивостью пламени, в этом случае турбулентность дополнительно генерируется пламенем. $U_T \approx 5U_n$

4. При высокой интенсивности турбулентности, точнее при $K_a = 1$, рост скорости горения прекращается и возможно гашение пламени. Предельная скорость турбулентного горения оценивается формулой:

$$\frac{U_T^{\text{п}}}{U_n} = 3,8 (Re_e)^{0,238}$$

5. В широком интервале изменения интенсивности турбулентности скорость турбулентного горения пропорциональна U' .

$$U_T \sim 1,4U'$$

6. При движении пламя вызывает движение газа, что генерирует турбулентность, турбулентность интенсифицирует горение, скорость движения газов возрастает, интенсивность турбулентности увеличивается, что приводит к увеличению скорости горения. Так происходит ускорение горения и возможен переход в детонацию.

7. При движении пламени через пространство, в котором расположены преграды интенсификация горения зависит от блокирующего отношения (отношение площади преграды к полному сечению пространства). Чем больше блокирующее отношение, тем больше интенсивность турбулентности и эффективнее ускорение горения.

Вопросы для домашней работы

1. Какова причина перехода течения из ламинарного режима в турбулентный.
2. Какие следствия перехода течения из ламинарного режима в турбулентный. Указать следствия важные для процесса горения.
3. Как изменяется внутренняя структура турбулентности с изменением числа Re .
4. Характерные масштабы турбулентного движения.
5. Число Карловица, его значение и турбулентность, генерированная пламенем, ее роль в турбулентном горении.
6. Предельные режимы горения при $\frac{U_n}{U} \rightarrow 0$ и $\frac{U_n}{U} \rightarrow \infty$.
7. Механизм ускорения горения обусловленный генерацией турбулентности в потоке перед фронтом пламени. Горение в пространстве с преградами.
8. Почему при $k_a > 1$ возможно гашение пламени турбулентностью.