Лекция № 15

Горение в камерах и трубах. Особенности горения пылей.

1. Сферическое пламя в закрытом сосуде
2. Горение в трубе закрытой с обоих концов, горение от открытого конца, горение от закрытого конца (двойной разрыв).
3. Влияние сужения на распространение пламени.
4. Особенности горения пылей.

1. При горении в закрытых сосудах и точечном инициировании формируется сферический очаг. Далее сферическое пламя развивается одинаково во всех направлениях, так как продукты сгорания расширяются изотропно и возникающее при этом движение холодного газа одинаково во всех точках, равноотстоящих от центра. При сферическом сосуде и центральном поджигании это утверждение справедливо для всего объема, а для сосудов другой формы это утверждение справедливо только на ранних стадиях процесса, когда влияние стенок не сказывается. При распространении фронт пламени представляет собой концентрические сферы, за исключением медленно горящих смесей, на горение которых влияет естественная конвекция, благодаря которой, появляется вертикальная составляющая скорости. Когда пламя разрастается, оно распространяется в среде с непрерывно изменяющимся давлением и температурой из-за сжатия. При небольших скоростях движения пламени $W \ll C_o$ можно считать, что давление в исходной смеси и в продуктах равны и одинаковые по объему в каждый момент времени.

В этом случае текущее давление в объеме P(t) легко связать с массой сгоревшего вещества.

$$P(t) = P_o + \lambda(P_k - P_o) \qquad (1)$$

Здесь P_k – давление в конце горения, P_o - в начале, λ - доля продуктов сгорания, т.е. $\lambda = \frac{m_в}{M}$, где $m_в(t)$ масса продуктов сгорания к моменту t, а M – полная масса газа в камере сгорания при её полной загазованности.

Выражение (1) легко получается для случая тепловыделения по всему объему со скоростью, соответствующей тепловыделению при распространении пламени. Однако имеется очевидная разница между этими случаями. Ведь при объемном тепловыделении не только давление, но температура и состав одинаковы во всех точках камеры, в то время как при пламенном горении это не так, температура в продуктах сгорания выше. Кроме того постоянное сжатие газа в камере приводит к неравномерной температуре в самих продуктах. Так первая порция газа сгорела практически при $P = P_o$, и температура продуктов сгорания этой части $T_{во}$ в начальный момент времени. К концу горения эта температура увеличится за счет адиабатического сжатия до давления P_k и достигает значения $T_{во}^к$

$$T_{во}^к = T_{во}\left(\frac{P_к}{P_o}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \qquad (2)$$

Постепенный рост давления в объеме приводит к подъему температуры также и исходной смеси, что приводит к росту скорости горения со временем и росту температуры продуктов сгорания. Но этот рост температуры продуктов сгорания из-за сжатия исходной смеси существенно меньше роста температуры продуктов сгорания

за счет сжатия самих продуктов сгорания. Поэтому к концу горения устанавливается градиент температуры в продуктах сгорания, и в результате температура продуктов сгорания в центре камеры может быть ~ на 1000^o больше чем температура продуктов сгорания к концу горения, Махе-эффект. Это обстоятельство снижает строгость выражения (1), но не компроментирует его, так как экспериментальные факты говорят о хорошем соответствии величин давлений, вычисленных по (1) и измеренных.
Что касается изменения скорости горения со временем из-за повышения температуры, то в углеводородных смесях оно компенсируется уменьшением скорости горения из-за роста давления.
Для водородных смесей и CO этой компенсации нет.
Скорость газа перед фронтом пламени $V_Г$ и видимую скорость пламени W легко выразить через $u_н\, n P_к / P_o$.
Исходя из соотношений

$$\frac{dm_н}{dt} = -\frac{dm_в}{dt} = \frac{Md\lambda}{dt} = -u_н \rho_1 A_{пл} \qquad (3)$$

$$\frac{dm_н}{dt} = \rho_1 \frac{dV_н}{dt} + V_н \frac{d\rho_1}{dt} \qquad (4)$$

$$-\frac{dV_н}{dt} = \frac{dV_в}{dt} = WA_{пл} = (U_н + V_Г)A_{пл} \qquad (5)$$

И выражая $\frac{dP}{dt}$ как функцию $\frac{d\lambda}{dt}$ из (1), получаем

$$\boldsymbol{V_Г = \frac{(1-\lambda)(P_к - P_o)u_н}{\gamma_1 P}}$$

$$\boldsymbol{V_Г = \frac{u_н}{\gamma_1}\left[\frac{P_к}{P} - 1\right]} \qquad (6)$$

$$\boldsymbol{W = \frac{u_н}{\gamma_1}\left[\gamma_1 - 1 + \frac{P_к}{P}\right]} \qquad (7)$$

Последнее выражение даёт возможность определять $\boldsymbol{u_н}$ по измерениям W и P(t).
Величина P_k вычисляется или измеряется в конце эксперимента. В последних выражениях $m_н, V_н$ - масса и объем несгоревшего газа, $\rho_1 -$ его плотность.

$m_в, V_в$ - масса и объем сгоревшего газа, $A_{пл}$ - площадь поверхности пламени, $\gamma_1 = \frac{C_p}{C_{V_1}}$ - для исходной смеси.

Рассмотрим камеру сгорания формы, отличной от сферической. Запишем уравнение (1), продифференцировав его по t, и воспользуемся (3):

$$\frac{V_o^{1/3}}{u_Г (P_к - P_o)} \frac{dP}{dt} = \frac{\rho_1(t)}{\rho_o} \frac{A_{пл}}{V_o^{2/3}} \qquad (8)$$

Учитывая, что исходная смесь сжимается изэнтропически получим:

$$\rho_1(t) = \rho_o \left(\frac{P}{P_o}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \qquad (9)$$

И, следовательно:

$$\frac{V_o^{1/3}}{u_Г(P_к - P_o)}\frac{dP}{dt} = \left(\frac{P(t)}{P_o}\right)^{1/\gamma}\frac{A_{пл}}{V_o^{2/3}} \qquad (10)$$

Проанализируем выражение (10) совместно с рис.1, на котором представлена экспериментальная запись изменения давления во время горения (взрыва) в замкнутой камере.

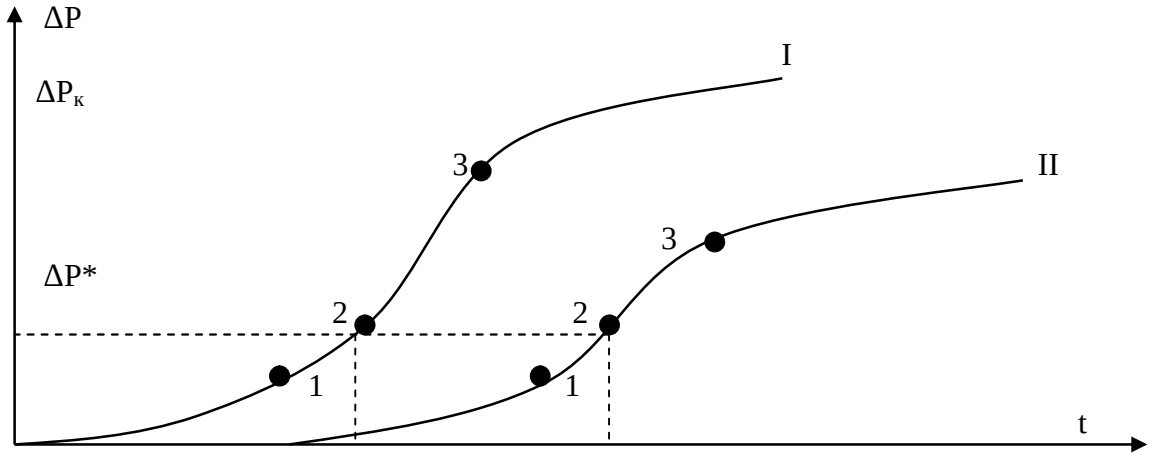

Рис.1 Изменение давления во время взрыва в закрытой камере. Точка 1 соответствует касанию на вогнутой части кривой, точка 2 – соответствует касанию в точке перегиба, здесь $\frac{dP}{dt}$ = max, точка 3 – соответствует выпуклому участку.

Кривая I соответствует камере с объемом V_1, кривая II камере с объемом $V_2 > V_1$. Камеры геометрически подобны. В камере II $V_2 > V_1$ процесс взрыва длится дольше, а так как $\frac{dP}{dt}/_{\max}$ наступает в камерах, примерно, при одном и том же давлении, то можно полагать, что в точках достижения $\frac{dP}{dt}/_{\max}$ т.е. в точках 2 на кривых I и II выполняется условия:

$$\left(\frac{P^*(t)}{P_o}\right)_I = \left(\frac{P^*(t)}{P_o}\right)_{II} \qquad (11)$$

$$\left(\frac{A_{пл}}{V_o^{2/3}}\right)^*_I = \left(\frac{A_{пл}}{V_o^{2/3}}\right)^*_{II} \qquad (12)$$

В результате из (10), (11) и (12) получим, что для двух геометрически подобных камер разного размера, следует соотношение:

$$\left.\frac{dP}{dt}\right|_{I,max} * \left(\frac{V_o^{1/3}}{u_Г(P_к - P_o)}\right)_I = \left.\frac{dP}{dt}\right|_{II,max} * \left(\frac{V_o^{1/3}}{u_Г(P_к - P_o)}\right)_{II} \qquad (13)$$

Если мы имеет дело с одной и той же смесью, как в случае I и II, то $(P_к - P_o)_I = (P_к - P_o)_{II}$, и если, $u_{Г,I} = u_{Г,II}$, то получается закон корня кубического:

$$\left.\frac{dP_1}{dt}\right|_{\max} * V_1^{1/3} = \left.\frac{dP_2}{dt}\right|_{\max} * V_2^{1/3} \qquad (14)$$

который позволяет переносить результаты измерений, проведенных на модельных камерах на натурные объекты.

Для ранних стадий развития взрыва уравнение (10) может быть переписано:

$$\frac{d\Delta P}{(P_к - P_o)(1+\frac{\Delta P}{\gamma P_o})} = U_Г \frac{4\pi W^2 * t^2 * dt}{V_o^3} \qquad (15)$$

Интегрирование последнего выражения для ранних стадий развития горения дает:

$$\frac{\Delta P(t)}{P_o} = \gamma \frac{(P_k - P_o)\sigma}{P_o} \frac{4}{3} \frac{\pi u_Г^3 t^3}{V_o}; \qquad (16)$$

Из (16) видно, что при сферическом очаге взрыва, давление на ранней стадии взрыва в камере растет ~ t^3. Если очаг полусферический, то вместо π следует брать π/2.
При распространении в замкнутых камерах могут происходить следующие опасные явления:

1. Если в двигателе внутреннего сгорания из цилиндра не полностью произошел выхлоп и остались продукты сгорания, затем произошел впуск горючей смеси, то в цилиндре образуется смесь с повышенной температурой и давлением, а так же обогащенная свободными радикалами. В результате после зажигания и поджатия смеси перед фронтом пламени может произойти самовоспламенение, что приводит к резкому повышению давления, так как самовоспламенилась уже поджатая смесь. Это явление вызывает стук в двигателях и характеризуется как детонация, но ей не является.
2. При распространении пламени в камере формы параллелепипеда или цилиндра наступает момент, когда поверхность пламени достигает максимума своей площади, после чего из-за соприкосновения со стенами камеры площадь его уменьшается, и пламя распространяется в углы камеры. В это время в зоны соприкосновения пламени со стенками и к сходящемуся в углы пламени устремляется волна разрежения, которая как бы пытается оттянуть пламя назад не давая ему уменьшаться в результате в этой зоне увеличивается тепловыделение и генерируется волна сжатия, то есть наступает вибрационное горение. В результате амплитуда колебаний давления может достигать значительных величин.

2.Рассмотрим горение в трубе закрытой с обеих сторон и зажигание происходит в центре одного конца. До тех пор пока поверхность пламени расположена не слишком близко от стенок сосуда, на поток холодного газа в окрестности фронта пламени присутствие этих стенок либо совсем не влияет, либо влияет очень слабо, и расширение газов будет оставаться изотропным, что приводит к сферическому пламени. Когда стенки начинают мешать потоку холодного газа перед пламенем, а продукты сгорания продолжают расширяться, профиль скорости холодного газа с развитием поверхности пламени постепенно изменяется. Компонента абсолютной скорости холодного газа направленная по нормали к боковым стенкам будет уменьшаться. Развитие пламени иллюстрируется на рис.2

а

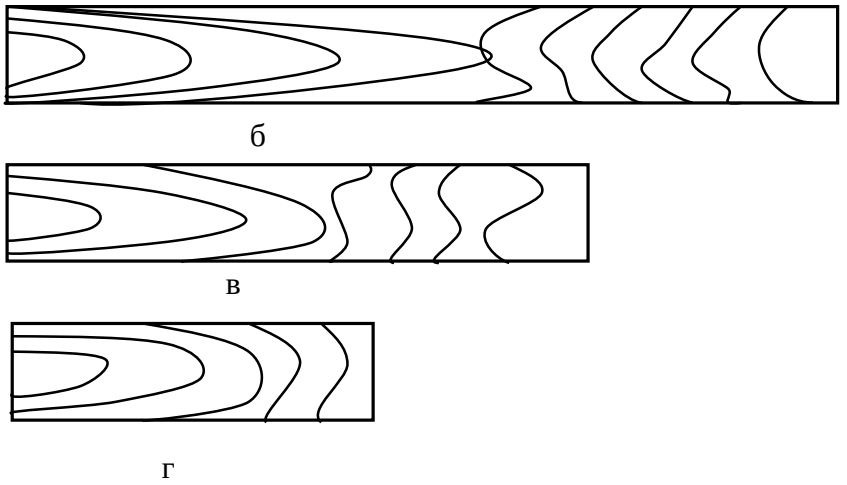

Рис.2 Снимки светящегося пламени. Труба закрытая с двух сторон. Ее диаметр 5 см. Длина а-19,5 см; б-17 см; в-12 см; г-9,5 см.

Этот рисунок показывает, что пламя постепенно изменяет сферическую форму на форму сначала подобную полуэлипсоиду вращения, а затем на цилиндрическую форму, оканчивающуюся со стороны холодного газа слегка искривленным куполом. Затем, когда пламя достигнет боковых стенок влияние их резко меняется. Точка соприкосновения пламени со стенкой быстро движется вперед сокращая поверхность горения. Продукты горения соприкасаются с холодной стенкой. Из-за уменьшения поверхности горения и охлаждения продуктов в них формируется волна разрежения, которая тянет пламя назад, особенно центральную выпуклую часть. В результате форма пламени претерпевает инверсию.

Поверхность пламени увеличивается тем больше, чем больше отношение L/d. Для достаточно длинных труб L/d>20 на расстоянии от закрытого конца x≈6d скорость газа имеет максимальное значение, и если на этом расстоянии расположить преграду с Б.О.= $0,6 \div 0,7$, то скорость пламени может увеличиться более чем в 100 раз после прохождения препятствия.

При распространении пламени от открытого к закрытому концу, движение его носит стационарный характер на всем пути, если смесь не склонна к образованию ячеистой структуры. Для пламен склонных к образованию ячеистой структуры, богатые смеси углеводородов начиная с пропана, вероятно возникновение вибрационного горения. При распространении горения в трубе открытой с холодного конца в результате взаимодействия потока холодного газа со стенками трубы происходит турбулизация потока. Наличие препятствий делают этот процесс более эффективным. Ускорение горения носит прогрессивный характер, так как возникает положительная обратная связь: чем больше скорость потока, тем больше интенсивность турбулентности, а чем больше интенсивность турбулентности, тем больше скорость горения. Увеличение скорости горения вызывает увеличение скорости потока газа перед пламенем. Для энергично горящих смесей возможен переход в детонацию. Если в боковых стенках трубы проделать щель по длине трубы, то ускорение снижается, а при достаточной ширине щели ускорение горения прекращается. Это вызвано тем, что поршневое действие расширяющихся продуктов уменьшается, они частично ~ 40%, уходят из системы через щель в воздух. В результате критерий ускорения пламени не выполняется, так как $\sigma_{эф.} \approx 0,6\sigma$. На рис.3 проиллюстрировано это явление.

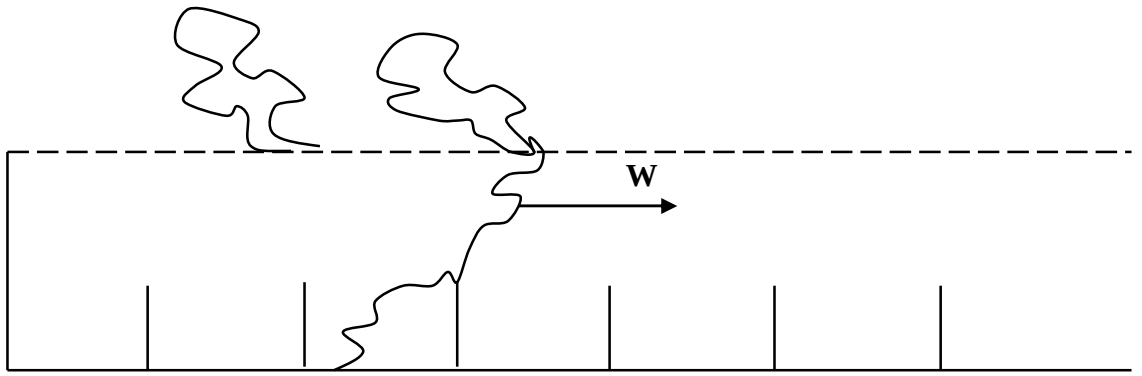

Рис.3 Распространение пламени по трубе закрытой с горючего конца. Труба имеет щели в боковой поверхности. Продукты сгорания частично истекают через щели. Несмотря на наличие преград ускорение горения не наблюдается.

Предположим, что скорость горения равна:

$$\boldsymbol{u_Г = 1{,}4V_Г * \frac{B.O.}{2}}$$

Эффективная скорость горения

$$\boldsymbol{u_{эф.г.} = \chi u_Г}$$

Эффективная скорость движения газа $V_Г$

$$V_Г = (\sigma_{эф.} - 1) * u_{эф.г.}$$

$\sigma_{эф.}$-эффективная степень расширения газов с учетом истечения через щели.

$\chi = \frac{A_{пл}}{A_{Тр}}$ - увеличение поверхности пламени за счет его вытягивания

И так критерий ускорения горения

$$A_y = 1{,}4 * \chi * \frac{B.O.}{2}(0{,}6\sigma - 1);$$

Для σ=7, $\chi \approx 1{,}5$; $\boldsymbol{A_y}$>1 при В.О.>$\frac{1}{3}$;

Это достаточно большое блокирующее отношение, и при этом для ускорения горения препятствия должны регулярно повторяться. Иначе скорость пламени резко упадет. Остановимся подробнее на течении газа перед фронтом пламени в трубе при горении от закрытого конца.

Пусть в результате ускорения горения установилась эффективная скорость горения $\boldsymbol{u_{Г\,эф.} = 32\ м/сек.}$ Это соответствует ~80 $\boldsymbol{u_{н.}}$ для большинства углеводородов. Газ перед зоной горения будет двигаться со скоростью

$$V = (\sigma - 1) * u_Г \approx (7 - 1) * 32 = 192\ м/сек$$

Видимая скорость пламени

$$W = V + u_Г = u_Г * \sigma = 224\ м/сек$$

Здесь приняли σ=7. Вообще степень расширения газа при сгорании зависит от скорости горения, точнее от параметров газа перед пламенем. В нашем случае холодный газ перед пламенем поджат и поэтому исходное состояние горючей смеси отлично от первоначального её состояния, когда она находится в покое. Так как газ движется перед фронтом пламенем, то необходимо определить параметры головной ударной волны, которая отделяет область покоя от области движения (смотри рис.4)

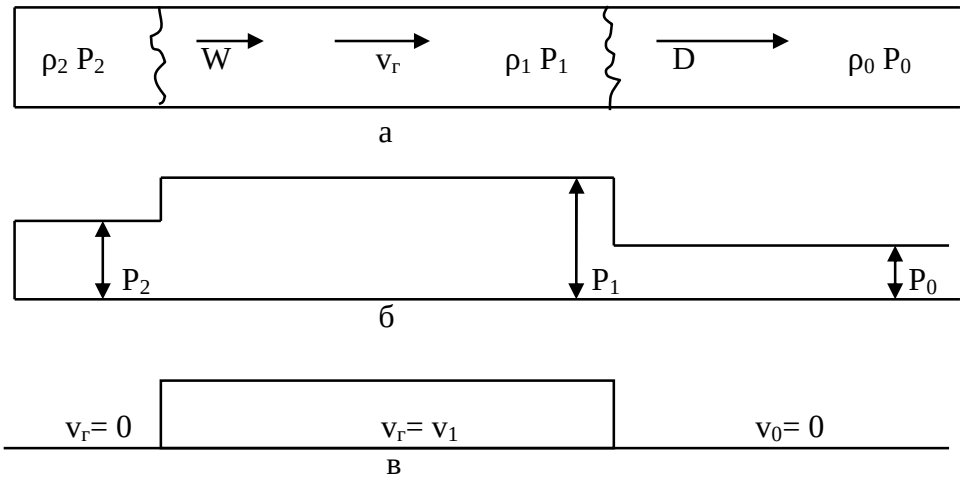

Рис. 4
А. Схема движения нестационарного двойного разрыва. Первый разрыв - ударный фронт, скорость D. Второй разрыв – зона горения, скорость W<D, поэтому нестационарный, так как расстояние между фронтами растет.
Б. Эпюра давлений.
В. Эпюра скоростей

Из соотношений справедливых на ударном фронте:

$$\rho_o D = \rho_1 (D - V_Г)$$

$$M = \frac{D}{C_o};$$

$$P_o + \rho_o D^2 = P_1 + \rho_1 (D - V_Г)^2$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1}\left(\frac{P_1}{\rho_1} - \frac{P_o}{\rho_o}\right) - \frac{1}{2}(P_1 - P_o)\left(\frac{1}{\rho_o} + \frac{1}{\rho_1}\right) = 0 \; Адиабата\ Гюгоньо\ при\ q = 0.$$

$$M = \frac{P}{\sqrt{\gamma \frac{P_o}{\rho_o}}} = 1{,}38; \rightarrow \frac{\Delta P}{P_o} = \frac{2\gamma(M^2 - 1)}{\gamma + 1} = 1{,}05.$$

$$P_1 = \frac{\rho_o D}{D - V_Г} = \rho_o \frac{1{,}38 * 340}{1{,}38 * 340 - 192} = 1{,}69\,\rho_o .$$

Определим параметры продуктов сгорания:

$$\rho_2 W = \rho_1 u_{Г.Э.}; \rho_2 = \rho_1 \frac{32}{224} = 1{,}69 * \rho_o \frac{32}{224} = 0{,}24\,\rho_o$$

$$P_2 + \rho_2 W^2 = P_1 + \rho_1 u_{ГЭФ}^2;$$

$$\frac{P_2}{P_O} = \frac{P_1}{P_o} + \frac{\rho_1 u_{Г.Э.}(u_{Г.Э.} - W)}{P_o} = 2{,}5 + \frac{\rho_1 u_{Г.Э}^2 (1 - \sigma)}{P_o} = 2{,}05 + \frac{1{,}69 \rho_o u_{Г.Э}^2 (1 - \sigma) * \gamma}{P_o * \gamma} =$$

$$= 2{,}05 - (\sigma - 1)\gamma * 1{,}69 \frac{u_{Г.Э}^2}{C_o^2} = 1{,}92$$

Таким образом, получаем следующую картину рис.5

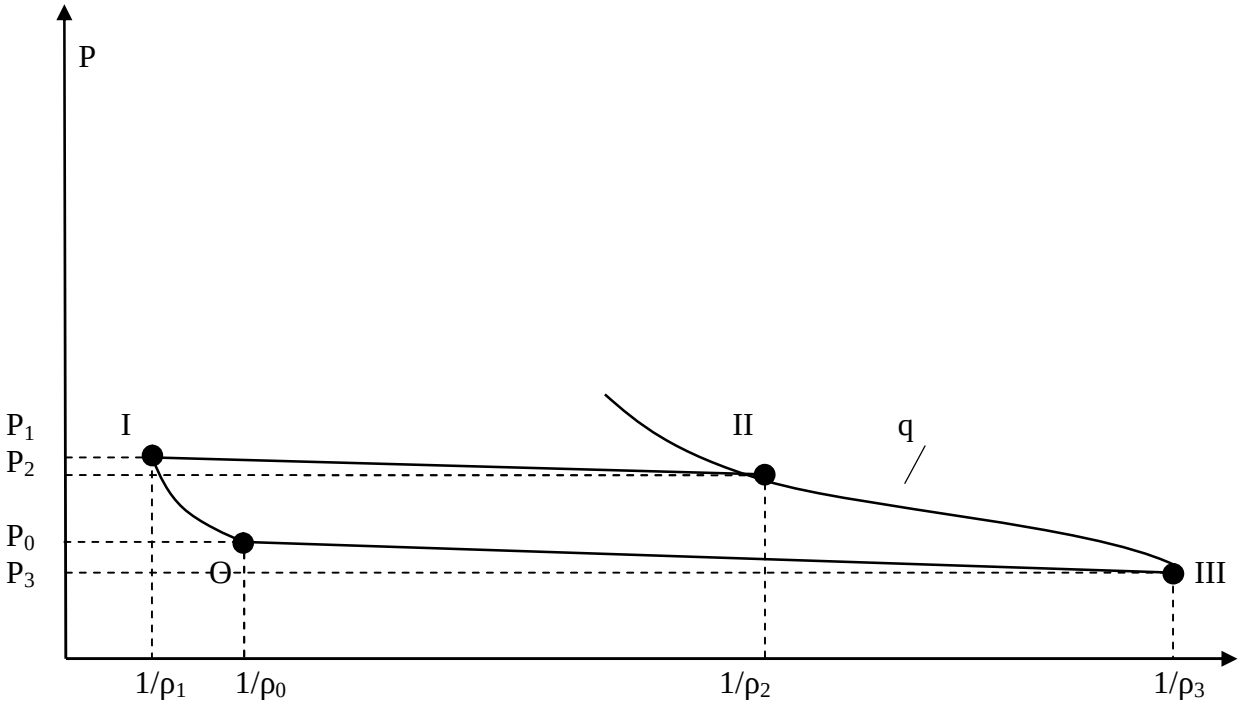

Рис.5 Изменение параметров газа в нестационарном двойном разрыве. О – начальное состояние, I – состояние за ударным фронтом и перед пламенем, OI – ударная адиабата; II - состояние продуктов сгорания, горел сжатый газ. III – состояние продуктов сгорания, если бы горел несжатый газ, q – адиабата Гюгоньо.

3. Влияние сужений в трубе на распространение пламени рассматривалось нами при ускорении горения на преградах. Всегда, когда на пути пламени встречаются какие-либо предметы, конструкции, детали, происходит сужение проходного сечения, это создает сопротивление потоку. Он делается неоднородным, появляются значительные поперечные градиенты скорости. Пламя и следующие за ним продукты сгорания, как более легкие, быстро ускоряются в направление возрастания скорости. Пламя, как бы ныряет в поток, состоящий из более тяжелых холодных газов и обгоняет его. В результате пламя вытягивается в сторону сужений. Рисунок 6.

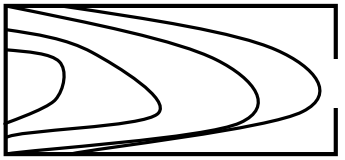

Рис.6 Деформация фронта пламени перед сужением в камере поджигания.

Для дозвуковых скоростей (плотность не зависит от скорости) из сохранения потока вещества следует, что скорость в сужении увеличивается примерно в $(1 - B.O.)^{-1}$ раз. Поэтому за сужением язык пламени вытягивается. Движение жидкости (газа) – за сужением вихревое и, поэтому, скорость горения в боковых направлениях сильно возрастает.

4. Горение аэровзвесей (пыль, капли) имеет ряд особенностей, которые определяются: различием фаз горючего и окислителя. Взаимодействие между

фазами, то есть между частицами и воздухом зависит от размеров частиц и относительной скорости между фазами. Ограничимся рассмотрением органических пылей. Их горение происходит в основном в газовой фазе, газы горючего появляются в результате термического пиролиза вещества частицы. Время пиролиза определяется временем прогрева частиц. Полностью прогреться и сгореть в газовой фазе успевают частицы размером $d \le 3 \cdot 10^{-5}$ *м.* Более крупные частицы подвергаются пиролизу дольше за зоной горения. Таким образом, если в составе горючей пыли имеется достаточное количество мелких частиц, то горение аэровзвесей происходит в газовой фазе и ничем не отличается от горения газовых смесей. При не достаточном содержании мелких частиц, горение происходит в диффузионном режиме, причем может существовать диффузионный фронт горения чисто газовый – с одной стороны смесь обедненная горючим, а с другой стороны горячие продукты сгорания обогащенные продуктами пиролиза. Но может ещё существовать режим, когда горят отдельные частицы d>100 мкм в среде обедненной горючим (мало продуктов пиролиза), горят в виде отдельных факелов и поджигают друг друга по мере образования достаточного количества горючего в газовой фазе. В результате такого механизма НКП снижается. Причем, чем крупнее частица, тем дольше она прогревается. Но крупные частицы плохо горят в потоке и в турбулентной среде, так как не увлекаются потоком и при определенных относительных скоростях фаз происходит срыв факела и частица гаснет, d>500 мкм.

В результате, в турбулентном потоке с широким спектром турбулентных пульсаций при взаимодействии с облаком частиц различных размеров могут реализоваться настолько разнообразные картины горения, что остается только надежда на возможность создания теории турбулентного горения аэровзвесей.

Экспериментально скорость горения аэровзвесей определяется по величине $\frac{dP}{dt}\Big|_{\max.}$

см.(10)-(14)

Интересно заметить, что при горении аэровзвесей развивается большее давление по сравнению с горением продуктов пиролиза (газ) того же состава.

Пример: Сравнить максимальное давление взрыва для одинакового соотношения $\frac{горючее}{окислитель}$ в случае взрыва аэровзвесей и её газовых продуктов пиролиза.

Решение:

Уравнение состояния исходной смеси

Газ. $\boldsymbol{P_o V_o = \frac{m}{\mu_1} R T_o}$

Продукты. $P_k V_o = \frac{m}{\mu_2} R T_v$

делим одно на другое

$$\boldsymbol{\frac{P_к}{P_o} = \frac{T_v \mu_1}{T_o \mu_2}}$$

При горении аэровзвеси:

Уравнение состояния воздуха

$$P_o (V_o - V_T) = \frac{m_в}{\mu_в} R T_o$$

Продуктов горения:

$$P_k V_o = \frac{m}{\mu_2} R T_v ;$$

Делим второе на первое:

$$\frac{P_k}{P_o} = \frac{m}{m_в}\frac{T_v}{T_o}\frac{\mu_в}{\mu_2} * \frac{V_o - V_T}{V_o} = \frac{T_v}{T_o}\frac{\mu_в}{\mu_2}(1 + \frac{m_T}{m_в})(1 - \frac{V_T}{V_O})$$

Так как $T_v = T_v; \mu_в = \mu_1; \mu_2 = \mu_2$ для случая взрыва аэровзвеси и газовой смеси, а

$\frac{V_T}{V_o} = \frac{m_T \rho_в}{\rho_T m_в} << \frac{m_T}{m_в}$, m_T, V_T, ρ_T – масса, объем и плотность твердой фазы.

Так как $\rho_T >> \rho_в$;

Таким образом, давление при взрыве взвеси, если $m_T = 0{,}1 кг/м^3$ будет, примерно, на 10% больше чем давление при взрыве пиролизного газа. При взрывах пылевзвесей их распыляют сжатым воздухом, в результате в зависимости от времени задержки между распылением и поджигом получаются разные результаты как для $\frac{dP}{dt}\Big|_{\max}$, так и для $\Delta P_{\max}$. Обе величины обычно увеличиваются с уменьшением времени задержки. Это связано с тем, что при малых временах турбулентность не успевает затухнуть и скорость горения, а, следовательно, и $\frac{dP}{dt}\Big|_{\max}$ (10)-(14) возрастают. $\Delta P_{\max}$ растет по той причине, что в продуктах сгорания не устанавливается градиент температур и турбулентность перемешивает продукты сгорания, сгоревшие в первую очередь, с остальными. Эти эффекты отмечаются и при взрыве газовых смесей.

Основные результаты лекции.

1. При горении в закрытом сосуде в начальный момент пламя имеет сферическую форму и степень расширения продуктов как при P=const.
   По мере приближения к стенкам сосуда фронт пламени деформируется, приобретая контуры границ камеры. Давление в камере растет пропорционально массе выгоревшего вещества.
2. После касания стенок пламени площадь фронта пламени сокращается, темп нарастания давления падает. В смесях с ячеистой структурой возможно возникновение вибрационного горения.
3. Максимальный темп нарастания давления во время взрыва в закрытом сосуде подчиняется закону корня кубического для геометрически подобных камер и для смеси одного и того же состава.
4. В центре камеры при центральном поджигании формируется зона повышенной температуры из-за поджатия уже сгоревшего газа (Махе - эффект). При интенсивной турбулентности продукты сгорания перемешиваются, что устраняет Махе эффект. Конечное давление взрыва при этом немного повышается. Из-за разности теплоемкостей по-разному нагретых газов.
5. При горении в сосудах вытянутой формы (трубе) во время поджигания у торцевой стенки фронт пламени сильно вытягивается вдоль оси, что приводит к увеличению эффективной скорости горения.
6. При поджигании смесей у открытого конца трубы энергично горящие смеси, особенно, с ячеистой структурой, подвержены вибрационному горению. Разбавленные смеси горят стационарно.
7. При горении в длинных трубах от закрытого конца энергично горящие смеси ускоряют горение из-за взаимодействия потока, вызванного горением, со стенками трубы и преградами. Возможен переход горения в детонацию. При организации вдоль трубы небольших щелей процесс ускорения резко уменьшается. При

скорости пламени ~ 200 м/сек (видимая скорость) в волне давления перед фронтом пламени уровень давления соответствует ΔР ~ 1 атм.

8. При горении органических газовзвесей важную роль играет прогрев и пиролиз горючего материала. Поэтому частицы с d≤30 мкм успевают газифицироваться перед зоной горения и горят, как соответствующие газовые смеси. Более крупные частицы газифицируются за зоной горения, которая в этом случае является диффузионной, спереди смесь обогащенная окислителем, сзади горючим. Частицы размером d>30 мкм горят индивидуально в виде отдельных факелов, если не успевает подготовиться газовая смесь. По мере роста размера частиц, они хуже горят, т.к. недостаточно прогреваются и не увлекаются потоком, что приводит к срыву горения (факела), частицы d>500 мкм – не взрываются.

Вопросы для домашней работы.

1. В чем причина Махе-эффекта.
2. Объясните изменение формы очага горения при поджигании в вытянутой камере.
3. Связать величину $\frac{dp}{dt}\Big|\max$ со скоростью горения.
4. Почему в трубе или длинной камере горение может не ускоряться даже при прохождении через преграды, если по длинной стороне камеры или в боковой стенке трубы имеется открытые проемы (или щели) по всей длине.
5. Возможные режимы горения частиц горючего и их связь с размерами частиц.
6. Трудность в горении крупных частиц.
7. Почему давление взрыва для аэродисперсных систем выше, чем для газовых систем аналогичного состава.