Лекция №13

Взрывные явления при горении.

1.Детонационные волны. Инициирование химической реакции с помощью адиабатического или ударного сжатия. Условие для существования самоподдерживающегося режима горения в случае инициирования сжатием.

2.Законы сохранения на фронте детонации. Адиабата Гюгоньо и ударная адиабата. Различные режимы превращения, удовлетворяющие адиабате Гюгоньо. Детонация Чепмена - Жуге.

3.Неустойчивость детонационного фронта. Пределы детонации. Инициирование детонации.

(I)

Рассмотренный ранее механизм распространения ламинарного пламени основан на процессах молекулярного переноса, когда горючая смесь послойно за счет молекулярной теплопроводности подготавливается к химической реакции воспламенения. В этом случае инициирование горения происходит от источника имеющего высокую температуру, а механизм передачи энергии в исходную смесь – молекулярный перенос тепла. Рассмотрим другой источник инициирования горючей смеси, а именно повышение температуры в смеси путем ее быстрого (а следовательно адиабатического) сжатия, которое вызовет повышение температуры. Если степень сжатия будет достаточной для того, что бы повысить температуру до уровня заметного протекания химической реакции с выделением тепла то произойдет воспламенение; такое воспламенение происходит в дизелях.

Предложим следующий мысленный эксперимент. В трубу, содержащую горючую смесь, и открытую с одного конца, с противоположного конца быстро вдвигается поршень со скоростью V. Газ, расположенный перед поршнем, приходит также в движение, его скорость также равна V, а эта движущаяся масса газа спереди ограничена ударным фронтом, который движется со скоростью D>V. Рис.1. На ударном фронте происходит разрыв параметров газа. Действительно перед фронтом газ покоится, а за ним движется. Кроме того газ будет сжат, его давление, плотность и температура возрастают.

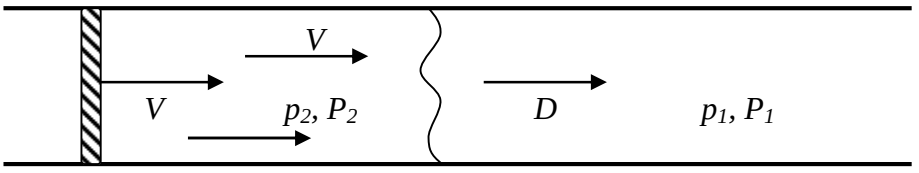

Рис.1. Схема движения газа перед поршнем.

Рассмотрим систему координат, движущуюся вместе с ударным фронтом со скоростью D. Газ, расположенный перед фронтом будет поступать в ударный фронт с массовой скоростью:

$m' = \rho_1 D$ (1)

Так как скорость газа за ударным фронтом постоянна, и учитывая то, что относительно фронта газ двигается со скоростью (D-v), а масса вещества при переходе через ударный фронт сохраняется, то:

$m' = \rho_1 D = \rho_2 (D-V)$ (2)

Изменение количества движения $\rho_2 (D-V)^2 - \rho_1 D^2$ *за единицу времени обусловлено импульсом сил давления* $P_1 - P_2$.

$\rho_2 (D-V)^2 - \rho_1 D^2 = P_1 - P_2$ (3)

Подставляя (2) в (3) получаем:

$P_2 - P_1 = \rho_1 DV$ (4)

Из (4) видно, что $P_2 > P_1$, *то есть газ сжимается, и чем больше V, тем больше D (движение вперед), и тем больше степень сжатия газа за ударным фронтом.*

Очевидно, что существует такая скорость поршня, что давление P_2 *и температура* T_2 *достигнут такого значения, что в газе между ударным фронтом и поршнем произойдёт быстрое воспламенение на расстоянии* $L = (D-V)\tau_{in}$ *за фронтом пламени. При увеличении скорости поршня период индукции* τ_{in} *будет быстро сокращаться из-за повышения температуры, и зона воспламенения будет приближаться настолько к ударному фронту, что комплекс ударный фронт и зона воспламенения можно принять за один газодинамический разрыв с экзотермической химической реакцией, и дальше если затем поршень остановить и даже выдвигать назад, процесс будет продолжаться самостоятельно. Этот процесс распространения волны с зоной горения, движущейся со сверхзвуковой скоростью в самоподдерживающемся режиме, называется детонацией.*

(II)

Рассмотрим далее газодинамический разрыв с химической экзотермической реакцией. Рис.2.

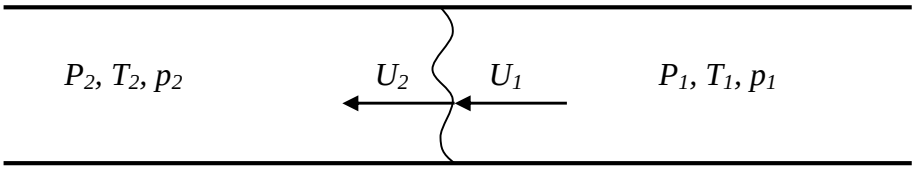

Рис.2. Схема одномерной волны горения, индекс 1 соответствует исходной смеси, индекс 2 – продуктам реакции, U_1 *и* U_2 *скорости относительно фронта волны.*

Сохранение массы и изменение количества движения в системе координат, движущейся с фронтом волны запишутся в виде:

$p_1 U_1 = p_2 U_2$ (5)

$p_1 U_1^2 + P_1 = p_2 U_2^2 + P_2$ (6)

Применение первого закона термодинамики даёт условие для изменения энергии при переходе через фронт химической реакции. Поскольку при переходе через фронт тепло не подводится и не отводится, то изменение общей энергии при переходе через фронт будет равно работе внешних сил (сил давления).

За единицу времени во фронт войдёт энергия $p_1U_1(\frac{U_1^2}{2}+E_1)$*,а выйдет из фронта*

$p_2U_2(\frac{U_2^2}{2}+E_2)$

E_1 *и* E_2 *– внутренняя энергия единицы массы исходной смеси и продуктов. В рассмотренном случае в общую энергию включена кинетическая энергия потока, так как её значение может быть сравнимо с другими видами энергии, например, с внутренней и химической. Работа сил давления в единицу времени:*

$p_1U_1 - p_2U_2$

Первый закон термодинамики даёт:

$$p_2U_2(\frac{U_2^2}{2}+E_2) - p_1U_1(\frac{U_1^2}{2}+E_1) = p_1U_1 - p_2U_2 \qquad (7)$$

Принимая во внимание (5) получаем для изменения энергии на фронте:

$$\frac{U_1^2}{2}+E_1+\frac{P_1}{p_1}=\frac{U_2^2}{2}+E_2+\frac{P_2}{p_2} \qquad (8)$$

Для идеального газа $h = E + \frac{P}{p}$ *– энтальпия единицы массы, следовательно:*

$$\frac{U_1^2}{2}+h_1(T_1)=\frac{U_2^2}{2}+h_2(T_2) \qquad (9)$$

Уравнения состояния газа:

$P_1 = p_1R_1T_1$

$P_2 = p_2R_2T_2$

$R_1 = R/\mu_1$

$R_2 = R/\mu_2$ *(10)*

μ_1 *и* μ_2 *– средние молекулярные веса исходной смеси и продуктов.*

Подставляя $h_1=h_1^0+C_{p1}T_1$ *и* $q=h_1^0-h_2^0$*, перепишем уравнения сохранения потоков массы, количества движения и энергии на фронте реакции и уравнения состояния газа за фронтом волны:*

$p_1U_1 = p_2U_2 = m'$

$p_1U_1^2+P_1 = p_2U_2^2+P_2$

$C_pT_1+U_1^2/2+q = C_pT_2+U_2^2/2$ *(I)*

$P_2 = p_2R_2T_2$

Система (I) состоит из четырёх уравнений и содержит 5 неизвестных U_1, U_2, p_2, P_2, T_2. Сводим систему (I) к одному уравнению между двумя неизвестными ρ_2 и P_2. Комбинируя двумя первыми уравнениями системы, получим:

$$P_2 - P_1 = p_1U_1^2 - p_2U_2^2 = \frac{(p_1U_1)^2}{p_1} - \frac{(p_2U_2)^2}{p_2} = m'^2\left(\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2}\right) \qquad (11)$$

$$(p_1U_1)^2 = \frac{P_2 - P_1}{\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2}} = m'^2 \qquad (12)$$

Уравнение (11) является уравнением прямой Рэлея - Михельсона в плоскости P, 1/ρ.

Третье уравнение системы (I) с использованием соотношений Cp-Cv=R или $Cp = \frac{R}{1-\frac{1}{\gamma}} = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}$*, перепишется как:*

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\left(\frac{P_2}{\rho_2} - \frac{P_1}{\rho_1}\right) - \frac{1}{2}(U_1^2 - U_2^2) = q \qquad (13)$$

Подставляя U_1^2 и U_2^2 из (6) и подставляя в (12) имеем:

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\left(\frac{P_2}{\rho_2} - \frac{P_1}{\rho_1}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{P_2 - P_1}{\rho_1} + \frac{\rho_2U_2^2}{\rho_1} + \frac{P_2 - P_1}{\rho_2} - \frac{\rho_1U_1^2}{\rho_2}\right) = q$$

Используя (5) последнее выражение запишется как:

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\left(\frac{P_2}{\rho_2} - \frac{P_1}{\rho_1}\right) - \frac{1}{2}(P_2 - P_1)\left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2}\right) = q \qquad (14)$$

Уравнение (14) известно как уравнение адиабаты Рэнина – Гюгоньо. Далее если процедуру, связанную с выражениями U_1^2 и U_2^2 из (6) проделать для уравнения (9), то получим уравнение адиабаты Рэнина – Гюгоньо в виде:

$$h_2 - h_1 = \frac{1}{2}(P_2 - P_1)\left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2}\right) \qquad (15)$$

Если на плоскости P, 1/ρ, взять точку P_1, 1/ρ_1, соответствующую исходной смеси, то уравнения (14) и (15) описывают семейство кривых Гюгоньо для разных q, но для каждой кривой q=const. Рис.3.

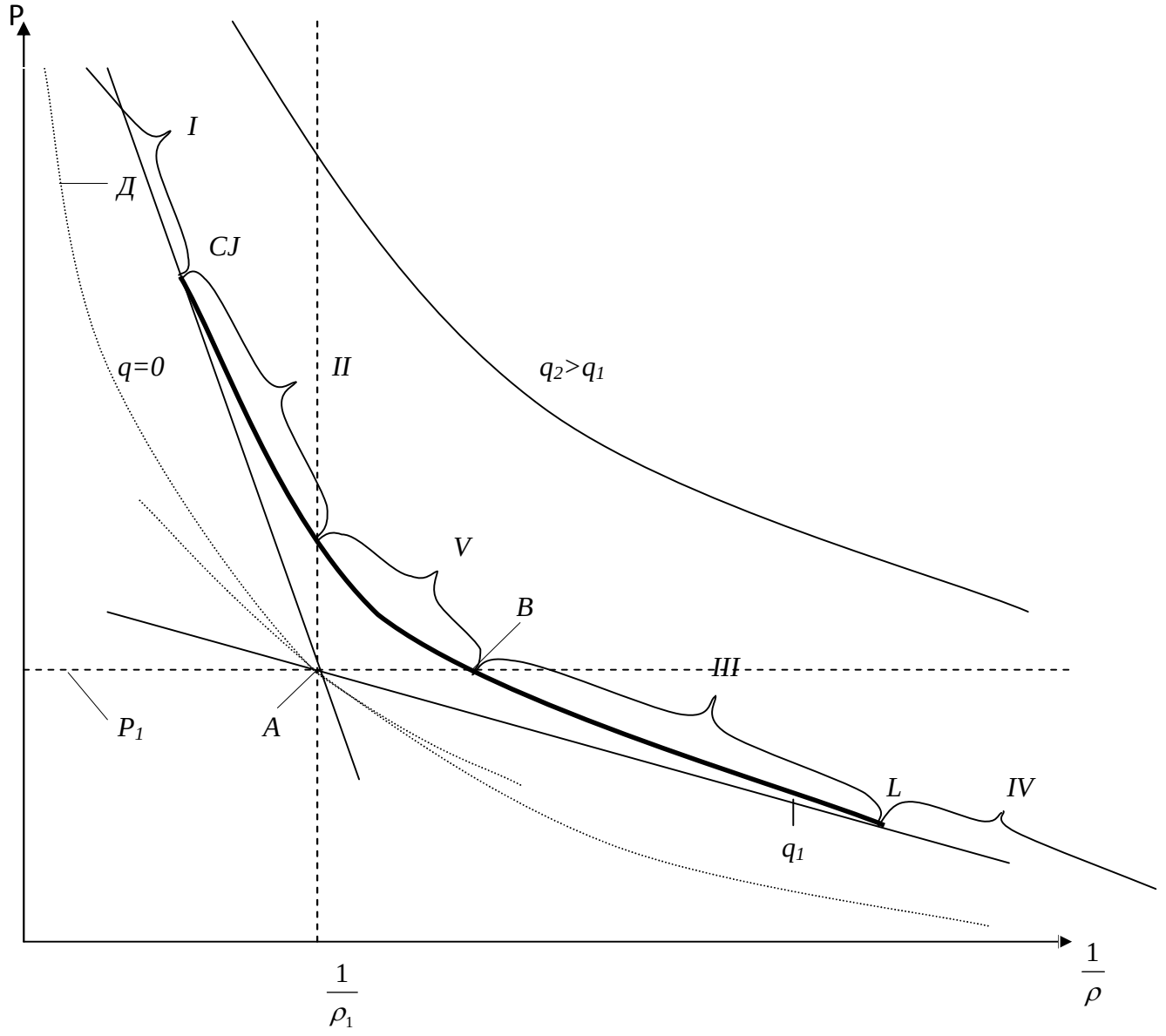

Рис.3. Кривая Гюгоньо в P, 1/ρ координатах.

q=0 – ударная адиабата

$q_1 > q_2$

I – сильная детонация

II – слабая детонация

III – слабая дефлаграция

IV – сильная дефлаграция

L – нижняя точка Чемпена – Жуге

CJ – верхняя точка Чемпена – Жуге

АД – ударная адиабата

Свойства кривой Гюгоньо:

Кривая Гюгоньо представляет семейство возможных значений P_2 и $1/\rho_2$ при различных скоростях волны для одного и того же значания P_1, $1/\rho_1$ и q. Кривая АД, проходящая через точку $A(P_1,1/\rho_1)$ при q=0 и удовлетворяющая (13) при $P_2>P_1$, является ударной адиабатой и описывает параметры газа и ударной волны сжатия. Для газов ударная волна расширения $P_2<P_1$ существовать не может, она расплывается. Таким образом, точки лежащие на кривой Гюгоньо q удовлетворяют законам сохранения, но некоторые из них не могут быть реализованы из других соображений:

Пятый диапазон V – ограничен вертикальной и горизонтальной линиями из точки А. В этом диапазоне $P_2>P_1$ и $1/\rho_2>1/\rho_1$, а это значит из (12), что скорость u_1 имеет мнимое значение, а следовательно, данный диапазон физически невозможен. Для того чтобы изучить природу точек C-J рассматривается q=const и дифференцируется (14) по $1/\rho_2$.

После преобразования получится:

(16) $U_2^2 = C_2^2$, то есть в точках C-J $M_2=1$

В детонационных диапазонах I и II $1/\rho_1<1/\rho_2$ и $U_2-U_1=m(1/\rho_1-1/\rho_2)<0$ или $U_1>U_2$ (17)

если рассмотреть явления в лабораторной системе координат, в которой детонационный фронт движется со скоростью D относительно неподвижных стен трубы, то получим направление скоростей(показано на рис.4.)

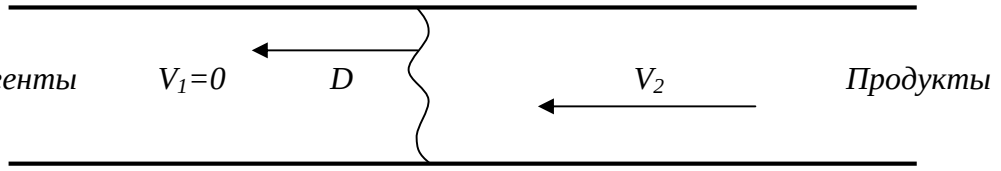

Рис.4. Детонационная волна в лабораторной системе координат.

D – Скорость фронта

V_1 и V_2 – скорости исходной смеси и продуктов относительно трубы

Алгебраические соотношения между абсолютной и относительной скоростями:

$V_1=D-U_1$

$V_2=D-U_2$ (18)

Где V_1 и V_2 положительные в направлении показанном на рис.4.

Так как абсолютная скорость несгоревшего газа $V_1=0$, $D=U_1$, и из (17) видно, что: $V_2=D-U_2=U_1-U_2>0$ (19)

Физически это означает, что сгоревший газ следует за детонационной волной.

Из (18) следует $D=U_2+V_2$

Для точки Чемпена – Жуге $U_2=C_2$ и следовательно, $D=V_2+C_2>C_2$ (20)

Таким образом волна детонации Чемпена – Жуге имеет сверхзвуковую скорость и так как $D>V_2$ и $D=V_2+C_2$, а скорость газа имеет тоже направление, что и сама волна, его частицы не догонят волну. В этом особенность точки Чемпена – Жуге.

Диапазон I – называется сильной (пересжатой) детонацией. Давление в этом диапазоне $P_2>P_{ч.ж.}$. При прохождении газа через волну, скорость его уменьшается от сверхзвуковой до дозвуковой относительно фронта. Такая волна не может существовать стационарно и наблюдается случайно при прохождении детонации в более узкое пространство, но величина $P_2 \rightarrow \infty$ недостижима.

Диапазон II – называется слабой (недосжатой) детонацией, так как $P_2<P_{ч.ж.}$. Скорость газа, при переходе через фронт уменьшается, но остаётся всё же сверхзвуковой. Интересно отметить что при $1/\rho_1=1/\rho_2$ скорость слабой детонации стремится $\rightarrow \infty$ и физически недостижима. Это явление соответствует взрыву при V=const. Слабая детонация реализуется случайно при условии очень быстрой химической реакции. В большинстве экспериментальных условий реализуется волна Чемпена – Жуге, которая обладает минимальной возможной скоростью. В противоположность верхней точке Чемпена – Жуге, нижняя точка Чемпена – Жуге (L) соответствует максимальной скорости распространения волны дефлаграции:

$P_2<P_1$

$1/\rho_1<1/\rho_2$

Диапазон III – соответствует слабой дефлаграции.

$P_1 \geq P_2 \geq P_L$

$1/\rho_2<1/p_L$

При прохождении волны слабой дефлаграции, газ ускоряется от дозвуковой скорости до другой более высокой, то тоже дозвуковой скорости относительно фронта. Изобарическая волна $P_2=P_1$ соответствует волне с нулевой скоростью $U_г \rightarrow 0$. Волна соответствующая ламинарному горению (молекулярные переносы тепла и вещества) соответствует слабой дефлаграции с малой скоростью рис.3. Режимы горения соответствующие этому диапазону наблюдаются во всех инженерных и технических устройствах, а также при аварийных взрывах газовых смесей. Скорость горения (волны горения) при этом является функцией многих величин. Она зависит от характеристик потока.

Диапазон IV – режим сильной дефлаграции. При прохождении газа через зону горения скорость газа увеличивается от дозвуковой до сверхзвуковой, что невозможно при условии постоянного сечения, но может реализоваться в специальных соплах. В экспериментах этот режим как и режим дефлаграции Чемпена – Жуге не реализуется. В

реализуемом режиме слабой дефлаграции, сгоревший газ движется от фронта волны. Это можно увидеть, используя условия непрерывности потока массы (5) и условия $1/\rho_1>1/\rho_2$ и $m'>0$

$$U_2 - U_1 = m'\left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1}\right) > 0$$

Используя (19) можно показать, что $V_2<0$, то есть продукты горения двигаются в направлении противоположном движению фронта.

Из (14)для процесса V=const ($p_2=p_1$) следует $P_2/P_1=q_v+1$

$$q_v = \frac{q}{c_v T_1}$$

Из (14) также следует для $P_2=P_1=const$

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{q_v}{\gamma} + 1$$

Для детонации Чемпена – Жуге (см. таблица №1)

$$D_{ч.ж.} = \left(\left(\frac{\gamma+1}{\gamma}q_v + 1\right) + \sqrt{\left(\frac{\gamma+1}{\gamma}q_v + 1\right)^2 - 1}\right)^{1/2} * \left(\gamma\frac{P_1}{\rho_1}\right)^{1/2}$$

$$P_{ч.ж.} = \frac{1+\frac{\rho_1 D_{ч.ж.}^2}{P_1}}{\gamma+1} = \frac{1+\gamma M_{ч.ж.}^2}{\gamma+1}$$

$$M_{ч.ж.} = \frac{D_{ч.ж.}}{C_1}$$

$$C_1 = \sqrt{\gamma\frac{P_1}{\rho_1}}$$

Таблица №1. Параметры стехиометрических топливовоздушных смесей. P_1=101,3 кПа и $T_1=298^0K$

Горючее	*Объёмная концентрация %*	*Параметры Чемпена - Жуге*		*$D_{ч.ж.}$ м/с*
		P_2 МПа	*$T_2{}^0K$*	
H_2	*29,52*	*1,584*	*2951*	*1968*
CH_4	*9,48*	*1,742*	*2784*	*1802*
C_2H_2	*7,73*	*1,939*	*3114*	*1864*
C_2H_4	*6,54*	*1,863*	*2929*	*1822*
C_2H_4O	*7,73*	*1,963*	*2949*	*1831*
C_3H_8	*4,02*	*1,863*	*2840*	*1804*

Пример: Оценить скорость детонации, если в точке Жуге P_2=15 атм. γ2=1,2.

Сохранение импульса:

$$(\rho_2 U_2^2 - \rho_1 U_1^2) = P_1 - P_2$$

Условие Ч.Ж.:

$$U_2^2 = C_2^2 = \gamma_2 \frac{P_2}{\rho_2}$$

$$\rho_1 U_1^2 = P_2 - P_1 + \rho_2 \gamma_2 \frac{P_2}{p_2}$$

$$U_1 = D = \left(\gamma_1 \frac{P_1}{\rho_1}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{(\gamma_2 + 1)\frac{P_2}{P_1} - 1}{\gamma_1}\right]^{\frac{1}{2}} = C_1 \left[\frac{(\gamma_2 + 1)\frac{P_2}{P_1} - 1}{\gamma_1}\right]^{\frac{1}{2}} = 340 \frac{\text{м}}{\text{сек}} \left[\frac{15(1{,}2+1) - 1}{1{,}4}\right]^{\frac{1}{2}}$$
$$= 1651 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$$

Пример: Оценить температуру в точке Ч.Ж. для смеси из предыдущего примера, приняв молекулярный вес μ=30.

Сохранение массы:

$$(\rho_1 U_1)^2 = (\rho_2 U_2)^2$$

Условие Ч.Ж.:

$$U_2^2 = \gamma_2 \frac{P_2}{\rho_2}$$

Уравнение состояния:

$$\frac{P_2}{\rho_2} = \frac{R}{\mu} T_2$$

$$T_2 = \frac{\gamma_2 P_2^2 \mu}{(\rho_1 U_1)^2 R} = \frac{1{,}2 * 15^2 * 10^{10} * 30}{(1{,}12 * 1651)^2 * 8{,}31 * 10^3} = 2854^0 K$$

(III)

Долгое время структура детонационной волны считалась одномерной, состоящей из ударной волны, зоны индукционного протекания реакции и собственно реакционной зоны рис.5.

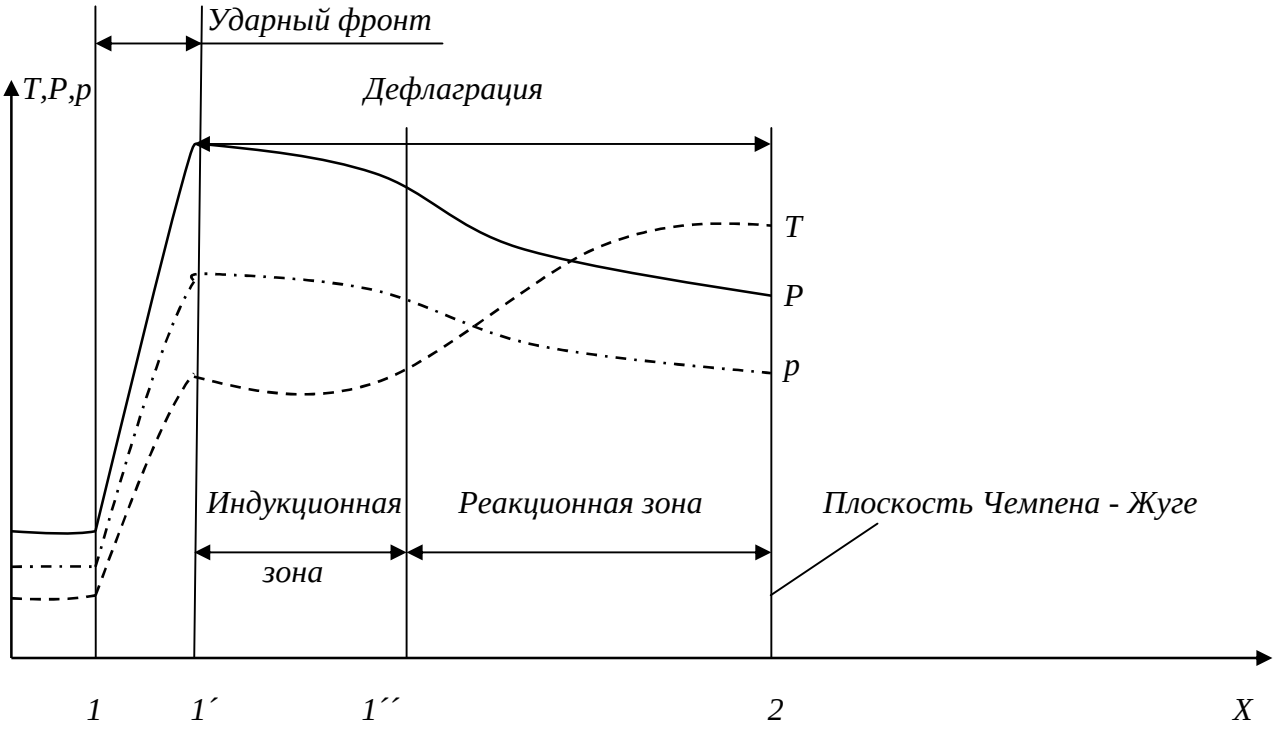

Рис.5. Изменение физических свойств газа в одномерной волне детонации.

В классической теории было постулировано, что детонационная волна строго одномерна и стационарна относительно фронта, что впереди движется ударный фронт со скоростью детонации, а затем уже следует зона химической реакции с периодом индукции. В самой ударной волне (в её фронте реакции не происходит, так как равновесие во фронте устанавливается всего через несколько столкновений молекул, а это не достаточно для химической реакции, толщина ударного фронта несколько длин свободного пробега). Рис.5 демонстрирует изменение физических свойств при прохождении газа через волну детонации. Величины давления, температуры и плотности резко изменяются при переходе через ударный фронт (состояние 1´). Это изменение зависит от свойств смеси. Если скорость реакции описывается законом Аррениуса, то непосредственно за ударным фронтом скорость реакции растёт незначительно, так как температура не слишком высока, и как следствие непосредственно за ударным фронтом свойства газа примерно постоянны. Этот участок поэтому называется зоной индукции.

После периода индукции свойства газа начинают резко меняться, что характерно для Аррениусовской зависимости скорости реакции от температуры.

Когда реакция заканчивается, термодинамические величины достигают своих равновесных значений. Физическое расстояние между ударным фронтом и плоскостью Чемпена – Жуге составляет 10^{-2} м, в то время как толщина ударного фронта имеет толщину в несколько длин свободного пробега 10^{-7}-10^{-6} м. Возможные пути попадания исходной горючей смеси из начального состояния в конечное, соответствующие точке Чемпена – Жуге на адиабате Гюгоньо, показаны на рис.6.

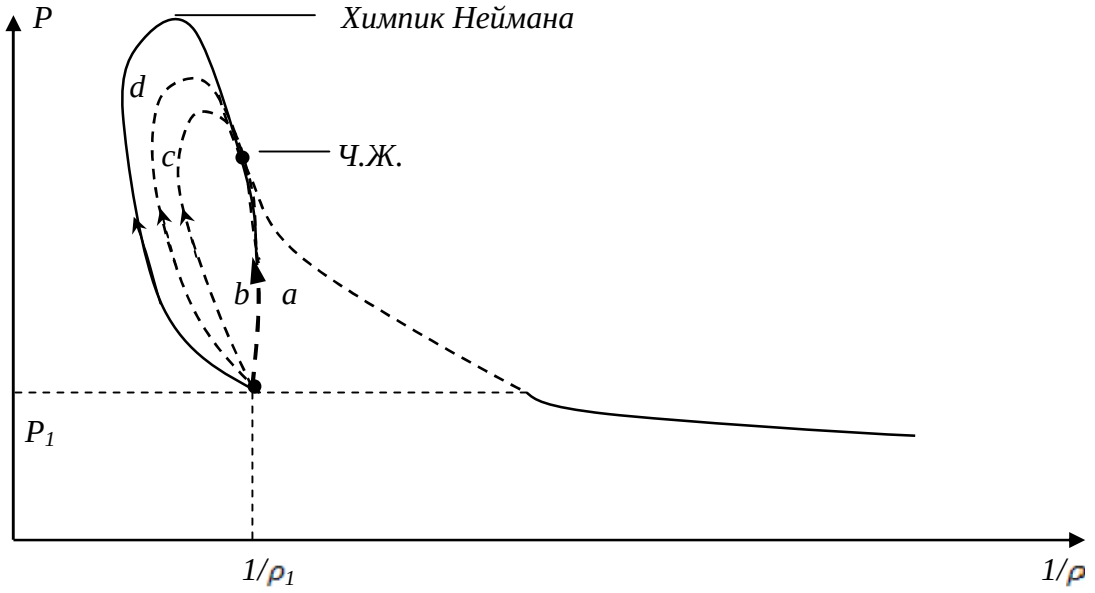

Рис.6. Структура детонации в плоскости P, 1/ρ (a, b, c, d – возможные пути перехода из состояния 1 в состояние, соответствующее точке Ч.Ж. на адиабате Гюгоньо)

Как показано на рис.6 возможно много путей перехода из начального состояния в состояние Ч.Ж., причём все они могут удовлетворять условиям сохранения потоков массы, количества движения и энергии. Путь реакции по линии (а) крайне маловероятен, так как всегда существует недостаточное сжатие, а следовательно и недостаточная температура. Путь (в) может быть реализован для достаточно быстрой кинетики, когда τ_{in} мало. Для смеси с более медленной химической кинетикой возможен путь (с). В пределе, нулевого выделения энергии в ударной волне начальная часть пути реакции будет совпадать с ударной адиабатой (q=0). Пик давления, по сравнению с давлением в точке Жуге называется пиком Зельдовича – Неймана. Экспериментальные исследования профиля давления и плотности показали, что давление соответствует с хорошей точностью давлению в химпике, но плотность составляет ~ 70% от плотности, соответствующей химпику. Исследователи объясняют это расхождение тем, что равновесие не устанавливается, а именно колебательные степени свободы ещё не полностью адаптировались к повышенной температуре, то есть температура в точке химпика неравновесная, она выше равновесной. Поэтому плотность ниже равновесной. Если обратиться к рис.5, то нетрудно заметить, что в зоне индукции система неустойчива, так как температура системы возросла по сравнению с начальной, и реакция вступила в зону индукции. В зоне индукции для экзотермических реакций, скорость которых следует Аррениусовскому закону, температурные флуктуации

быстро растут, что приводит к неустойчивости плоского фронта детонационной волны рис.7.

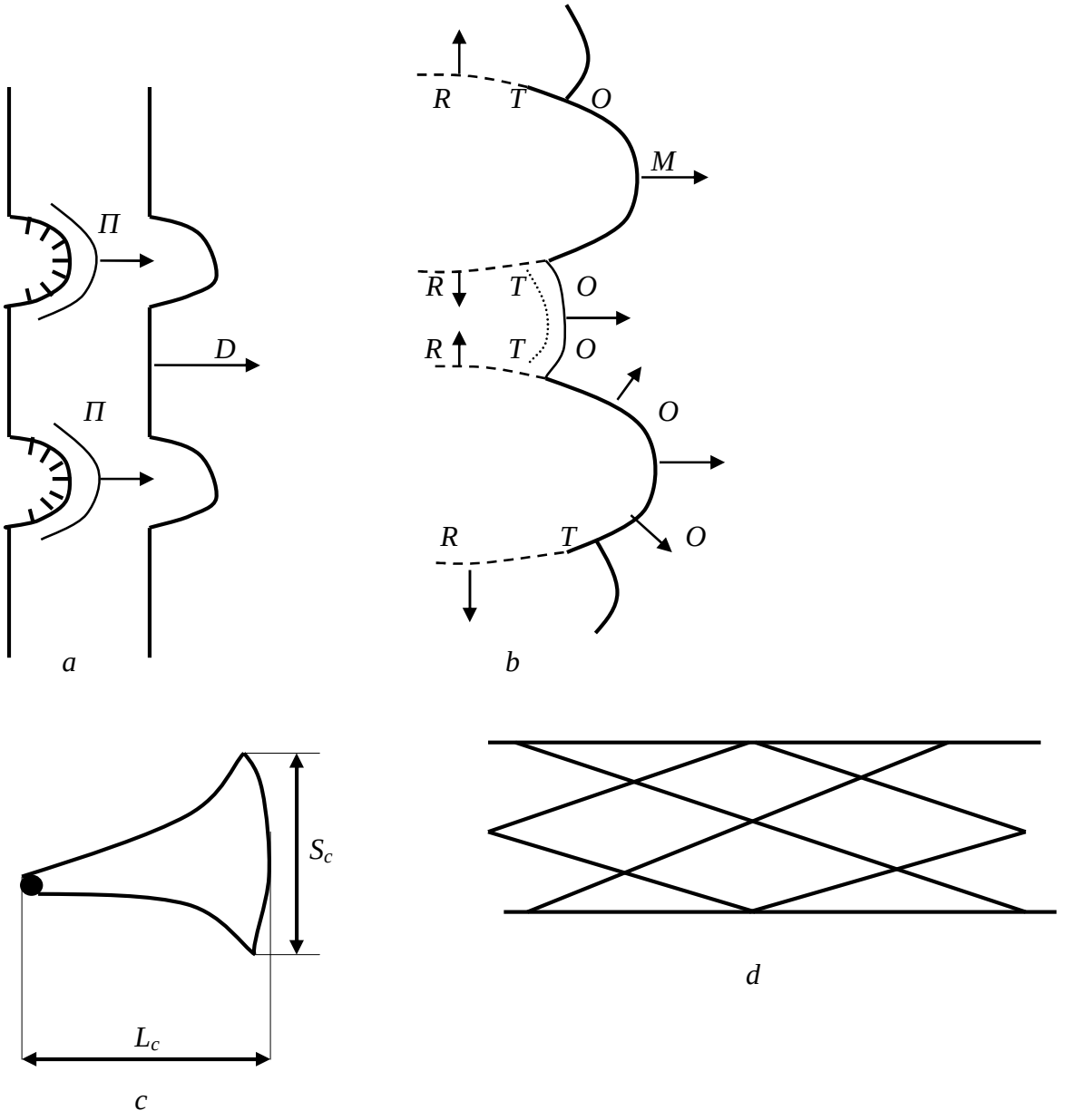

Рис.7. Эволюция развития неустойчивости плоской детонации.

а) Схема возмущения переднего ударного фронта пересжатыми участками малого возмущения зоны воспламенения б) Развитый участок фронта многофронтовой детонации

О – тройная точка, зона повышенного давления и температуры.

М – маховская волна, получившаяся в результате взаимодействия с волной, пришедшей из зоны воспламенения.

ОТ – поперечные волны, результат взаимодействия столкнувшихся волн Маха.

c) – изображение следа детонационной ячейки на закопчённой поверхности стенки трубы. Этот след оставляется тройной точкой.

d) – пример следового отпечатка, оставленного тройными точками на закопчённой поверхности трубы.

Из экспериментов со следовыми отпечатками и с прямым фотографированием фронта детонации установлено, что детонационные волны имеют не плоский фронт, а также что химическая реакция сосредоточена в определённых местах за маховыми волнами ОМ и начинается реакция в тройных точках О. Эти точки образуются в результате столкновения маховских волн ОМ и поперечных волн различных ячеек. В месте столкновения реализуются высокие Р и Т, и инициируется химическая реакция и начинается образование новой ячейки. От точки столкновения генерируется новый микровзрыв и распространяются новые волны маха и поперечные волны, а следовательно, как бы происходит дробление тройной точки и новые тройные точки расходятся от места столкновения и двигаясь вперёд, вычерчивают следовой отпечаток на стенке закопчённой сажей. Для размера ячеек справедливо соотношение:

$L_c = 0{,}6S_c$

Размер детонационной ячейки является важной характеристикой детонационной смеси. Он характеризует способность смеси к взрыву. Чем меньше размер ячейки, тем смесь охотнее взрывается и детонирует. Действительно имеется связь между размером ячейки и длиной зоны индукции, а значит и с периодом индукции:

$50L_i \leq L_c \leq 100L_i$

L_i *– длина зоны индукции, связана с временем индукции соотношением:*

$$L_i = \tau_i M_y C_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho_1}\right)$$

$$L_i = \tau_i (D - V_1)$$

В таблице №2 приведены размеры ячеек для некоторых смесей:

Таблица №2.

Смесь	α_c, *мм*
H_2 + *воздух*	*15,9*
CH_4 + *воздух*	500 ± 80
C_2H_2 + *воздух*	*13,6*
C_2H_4 + *воздух*	39 ± 6
C_2H_6 + *воздух*	88 ± 14
C_3H_8 + *воздух*	*72*
C_4H_{10} + *воздух*	*85*
$CH_4 + 2O_2$	*4,5*

При приближении состава смеси к пределам, размер ячеек увеличивается. Вообще концентрационные пределы распространения детонации уже, чем пределы распространения пламени.

Наблюдается детонация горючих газовых смесей в открытом пространстве. Инициирование детонации в открытых облаках может осуществляться выходом детонации из трубы в открытый объём, но для этого диаметр трубы должен превышать некоторый критический диаметр:

$d_{кр} \geq 13L_c$

Детонация в открытом пространстве может быть инициирована подрывом взрывчатого вещества. Чем меньше размер детонационной ячейки тем меньше энергия инициирования. Так для инициирования детонации водородно-воздушной смеси стехиометрического состава необходимо подорвать 2 грамма тротила, а для инициирования детонации метано-воздушной смеси, примерно 50 кг тротила. В таблице №3 представлены для сравнения концентрационные пределы (% объёмных) детонации в ограниченном, неограниченном пространстве и пределы воспламенения.

Таблица №3.

Топливо	*Пределы детонации в замкнутом объёме*		*Пределы детонации в открытом пространстве*		*Пределы воспламенения*	
	Нижний %	*Верхний %*	*Нижний %*	*Верхний %*	*Нижний %*	*Верхний %*
H_2 + воздух	18,3	58,9	-	-	4	75
C_2H_2 + воздух	4,2	50	-	-	1,7	80
C_6H_6 + воздух	1,6	5,55	-	-	1,1	6,4
C_4H_{10} + воздух	1,98	6,18	2,5	5,2	1,8	8,4
$H\ C_8H_{18}$	1,45	2,85	-	-	0,95	-
C_3H_8	2,57	7,37	3	7	2,1	9,5
C_2H_4	3,32	14,7	-	-	2,7	36
C_3H_6	3,55	10,4	3,5	8,5	2,4	11

Основные результаты лекции:

1.Если в горючей смеси инициировать воспламенение путём быстрого подведения энергии, то может возникнуть стационарный процесс распространения зоны воспламенения со сверхзвуковой скоростью. Этот процесс называется детонацией.

2. Зона воспламенения имеет малую протяжённость в пространстве, и её можно принять за поверхность разрыва термодинамических параметров. При переходе через разрыв должны выполняться условия сохранения потоков массы, количества движения и энергии. Эти три условия на плоскости (P, 1/ρ) образуют геометрическое место точек, составляющих кривую Гюгоньо, а аналитическое выражение – уравнение адиабаты Гюгоньо. Из всех возможных вариантов реализации точек на кривой Гюгоньо наиболее важное значение имеет режим детонации Чемпена – Жуге, который характеризуется тем, что продукты детонации покидают фронт со скоростью звука относительно фронта, что обеспечивает стационарность процесса.

3.Эксперименты показывают, что осреднённые характеристики детонации хорошо описываются теорией Чемпена – Жуге, но сам фронт детонации не является плоским, а покрыт ячеистой структурой. Ячеистая структура является следствием неустойчивости потока в среде с запасом химической энергии, находящейся в активированном состоянии (повышенная температура) и кинетикой, подчиняющейся закону Аррениуса.

4.Ячеиская структура – это проявление особенностей кинетики детонирующей смеси. Повышение кинетической активности сопровождается уменьшением размера ячейки, разбавление смеси вызывает укрупнение ячеек. На пределах размеры ячеек крупные. Чем крупнее ячейки, тем больше энергия, необходимая для инициирования детонации.

5.Скорость детонации зависит от энергетики смеси, а размер ячеек от химической активности.

Вопросы для контроля и самопроверки.

1. Может ли инициироваться детонация от разрыва баллона с инертным газом или азотом в облаке с горючей смесью.
2. Что труднее инициировать горение или детонацию в однной и той же смеси.
3. Показать, что волна детонации является волной сжатия, а волна дефлаграции волной разрежения.
4. В трубе длиной L с закрытого конца инициировали в одном случае горение; в другом детонацию. В каком случае в объеме трубы выделится больше энергии. Рассмотреть случай: а – второй конец открыт; в- второй конец закрыт. Зависит ли ответ от длины трубы.
5. Оценить долю энергии от энергии химической реакции которая идет в кинетическую энергию продуктов детонации
6. Использую данные таблицы №1 и №2 оценить период индукции в волне детонации для смесей (H_2 + воздух, CH_4 + воздух, C_3H_8 + воздух). Сравнить полученные данные для метана и пропана с данными лекции №7
7. Является ли размер детонационной ячейки характеристикой смеси
8. Используя данные таблицы №2 оценить энергию инициирования детонации (в граммах тротила) в смеси C_3H_8 + воздух. Воспользоваться зависимостью:$E_{ин} \sim (L_c)^3$
9. Оценить параметры детонации Ч.Ж для смеси , у которой $\frac{P_V}{P_0}$= 8,2 (при V=const), а $\sigma = \frac{\rho_0}{\rho_b} = 7$ (при $p = const$). Указание из (14) получить выражение для $\frac{P_V}{P_0}$ и σ . Из них определить q и γ, а затем уже определить параметры детонации D, ρ_2 , P_2