

Гидродинамическая теория детонации

Согласно гидродинамической теории передача детонации обусловлена распространением по ВВ ударной волны. Если обычная УВ представляет движущийся скачек уплотнения, то детонационная волна (ДВ) обладает более сложной структурой, распространение которой обусловлено движением ударного фронта, зоны химических реакций (ЗХР) и конечных продуктов детонации (ПД) (рис. 9.1).

Поверхность, которая разделяет ЗХР и ПД при стационарной детонации называется поверхностью Чепмена-Жуге (параметрам ПД будет присваиваться индекс “j”)

Для стационарного процесса $a = \text{const}$ и поверхность (плоскость) Чепмена-Жуге распространяется с той же скоростью, что и фронт ДВ (D) .

Для ДВ справедливы законы сохранения массы и количества движения, выведенные для УВ

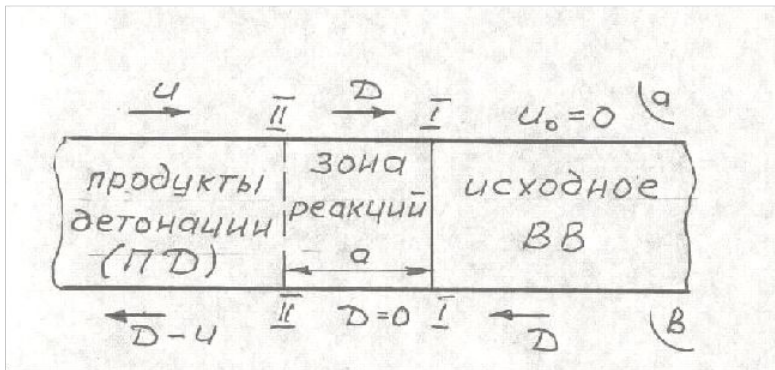


Рис. 9.1 Структура детонационной волны в неподвижной (а) и движущейся (в) системе координат

I-I - ударный фронт

II-II - плоскость Чепмена-Жуге

a - ширина ЗХР

$$U_j = (V_0 - V_j) \sqrt{\frac{P_j - P_0}{V_0 - V_j}}, \quad (9.1)$$

$$D = V_0 \sqrt{\frac{P_j - P_0}{V_0 - V_j}}, \quad (9.2)$$

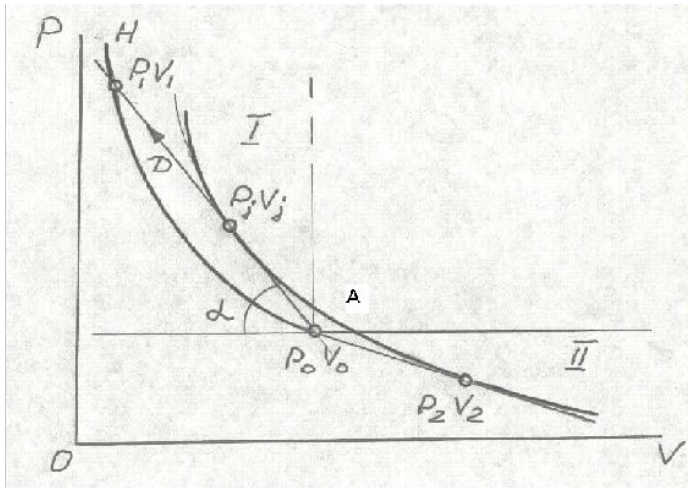
$$P_j = P_0 + \rho_0 U_j D = P_0 + \frac{V_0 - V_j}{V_0^2} D^2. \quad (9.3)$$

В отличие от УВ, которая всегда является затухающей, ДВ распространяется с постоянной скоростью, поэтому уравнение сохранения энергии записывается в виде:

$$E_j - E_0 = \frac{1}{2}(P_j + P_0)(V_0 - V_j) + Q_v, \quad (9.4)$$

где Q_v - теплота химических реакций.

Первое слагаемое представляет собой изменение внутренней энергии вследствие сжатия исходного вещества ударным фронтом, а второе - изменение внутренней энергии за счет химического превращения системы. Продукты реакции, обладающие повышенным содержанием энергии, имеют собственную адиабату, лежащую выше адиабаты исходного вещества (рис. 9.2)



$$P - P_0 = (\rho_0 D)^2 (V_0 - V) \quad \text{- прямая Михельсона}$$

$$e - e_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) (V_0 - V) \quad \text{-адиабата Гюгонио}$$

При переходе через фронт состояние ВВ изменяется от $(P_0 V_0)$ до $(P_1 V_1)$ вдоль прямой Михельсона. Точка $P_j V_j$ отвечает состоянию ПД и является общей точкой адиабаты ПД и прямой Михельсона. Касательная к адиабате ПД может быть проведена как в области I, так и в области II.

Участок адиабаты в области I соответствует процессу детонации, т.к. $D > 0$ и $U > 0$, а участок II - горению, где $D > 0$ и $U < 0$, т.е. продукты движутся в противоположную сторону (см. уравнение 9.1 и 9.2).

Рис. 9.2 Изображение стационарного процесса детонации в $P(V)$ координатах.
 H- ударная адиабата исходного ВВ
 А- адиабата ПД
 D- прямая Михельсона

$PV^\gamma = \text{const}$ - адиабата Пуассона.

Из условия касания в точке (j) адиабаты Гюгонио и адиабаты Пуассона:

$$\text{tg}\alpha = \frac{P_j - P_0}{V_0 - V_j} = \frac{D^2}{V_0^2} = \left(-\frac{\partial P}{\partial V} \right)_s = \frac{C_j^2}{V_j^2}, \quad (9.5)$$

тогда разность между D и U_j составит

$$D - U_j = V_0 \sqrt{\frac{P_j - P_0}{V_0 - V_j}} - (V_0 - V_j) \sqrt{\frac{P_j - P_0}{V_0 - V_j}} = C_j, \text{ т.е.} \\ D = U_j + C_j. \quad (9.6)$$

В неподвижной системе координат при стационарном процессе ДВ распространяются со скоростью $(U_j + C_j)$.

В движущейся (с ПД) системе координат относительно ПД ДВ распространяется со скоростью звука в ПД - C_j .

Если же прямая Михельсона будет секущей (рис 9.3), то скорость звука в ПД (точка P_2V_2) снижается больше (D) и

$$D < U_j + C_j \quad . \quad (9.7)$$

В этом случае ВР следующая за ЗХР (голова ее совпадает с плоскостью Чепмена-Жуге для стационарного режима) проникает в ЗХР и будет понижать давление на фронте (P_1V_1) до тех пор, пока прямая Михельсона не примет положение касательной.

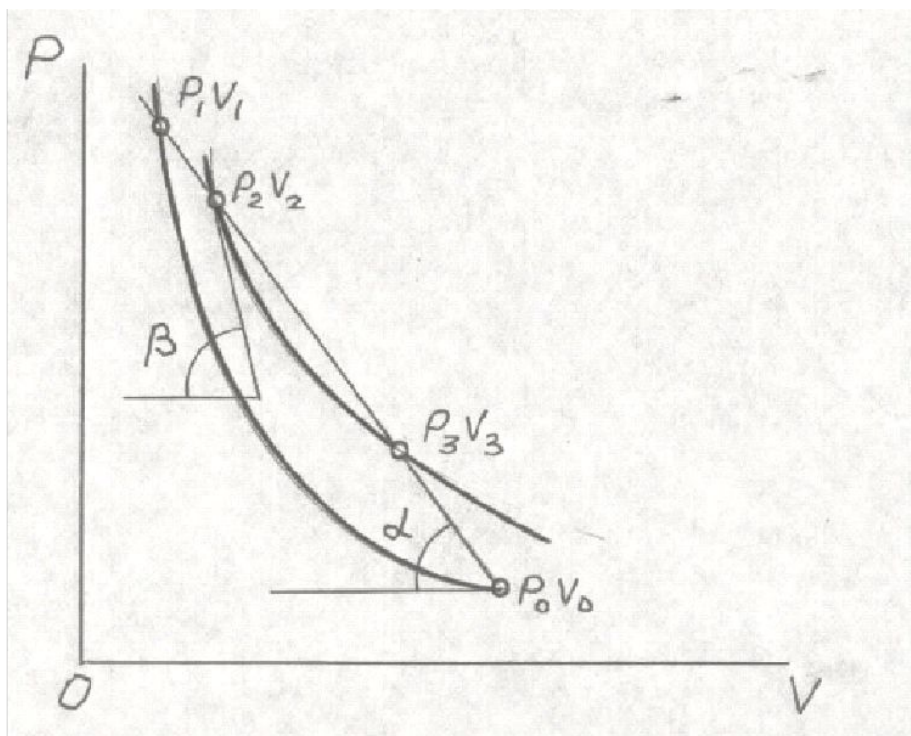


Рис 9.3 Пересжатый режим детонации.

Если же общих точек у адиабаты ПД и прямой Михельсона не будет, то не будет и химического превращения с нормальной скоростью. В таких случаях возможен низкоскоростной режим детонации или детонация с потерями, т.е. режим с меньшим энерговыделением и с собственной адиабатой ПД (рис 9.4), который тоже будет стационарным при определенных условиях.

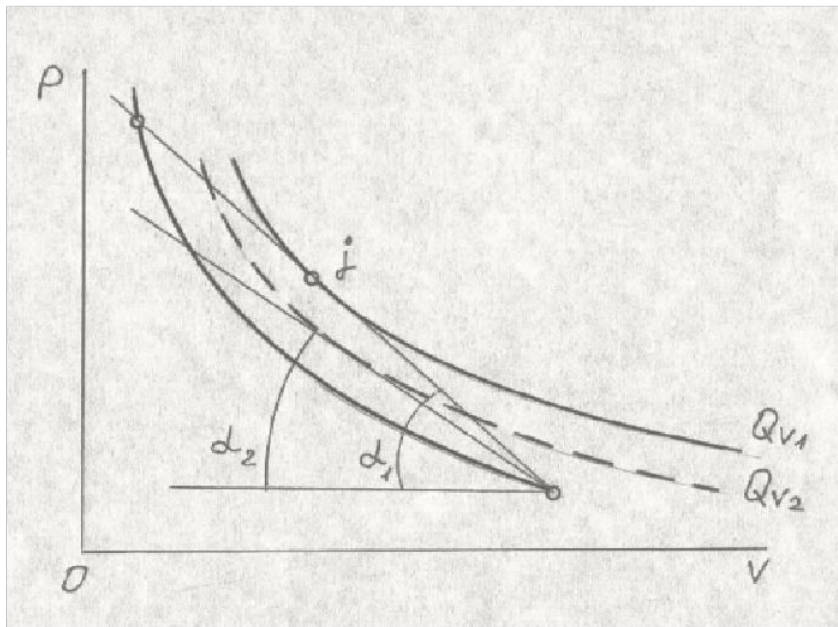


Рис 9.4 К возможности стационарных режимов детонации:

с нормальной (α_1) скоростью
(тепловыделение Q_{v1})

и малой (α_2) (тепловыделение Q_{v2})
скоростью детонации

Для стационарного режима

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{P_j - P_0}{V_0 - V_j} = \frac{C_j^2}{V_j^2} = \frac{K P_j V_j}{V_j^2}. \quad (9.8)$$

Учитывая, что $P_j \gg P_0$

$$V_j = \frac{k}{k+1} V_0 \quad \text{или} \quad \rho_j = \frac{k}{k+1} \rho_0, \quad (9.9)$$

тогда выражения (9.1) и (9.3) примут вид

$$U_j = \frac{D}{k+1}, \quad (9.10)$$

$$P_j = \frac{\rho_0 D^2}{k+1}, \quad (9.11)$$

$$C_j = \frac{k}{k+1} D. \quad (9.12)$$

Внутри ЗХР происходит изменение параметров и ряд ученых (Зельдович, Непман) предвидели существование области повышенных давлений - химического пика (химпика) (рис. 9.5)

В ВР (R) ПД постепенно теряют скорость и еще при высоком давлении они меняют направление движения. Это можно проследить и по $P(U)$ диаграмме (рис 9.6).

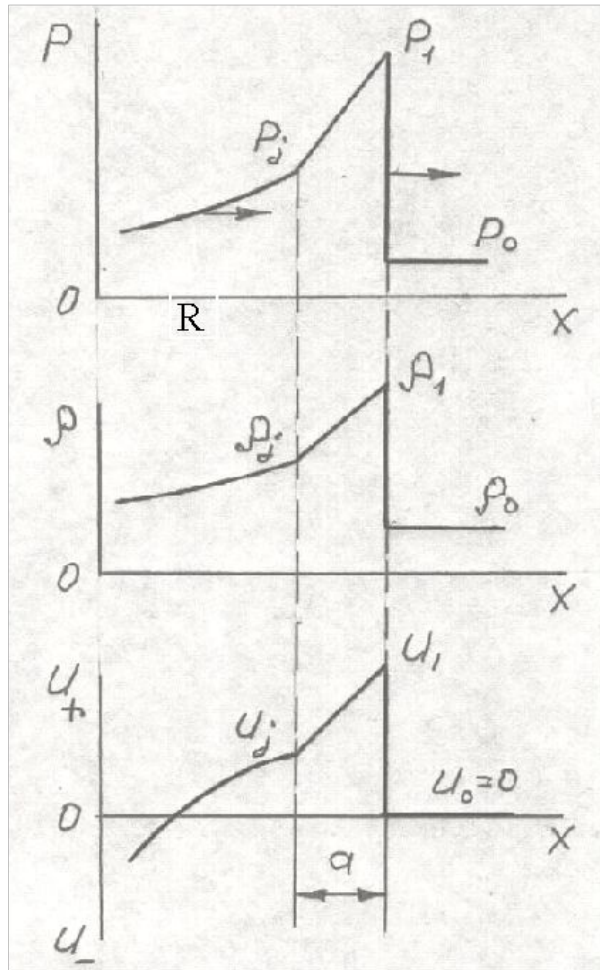


Рис. 9.5 Распределение $P(x)$ и $U(x)$ в детонационной волне.
 Индекс "1" - на ударном фронте
 индекс "j" - в плоскости Жуге
 R- волна разгрузки ПД

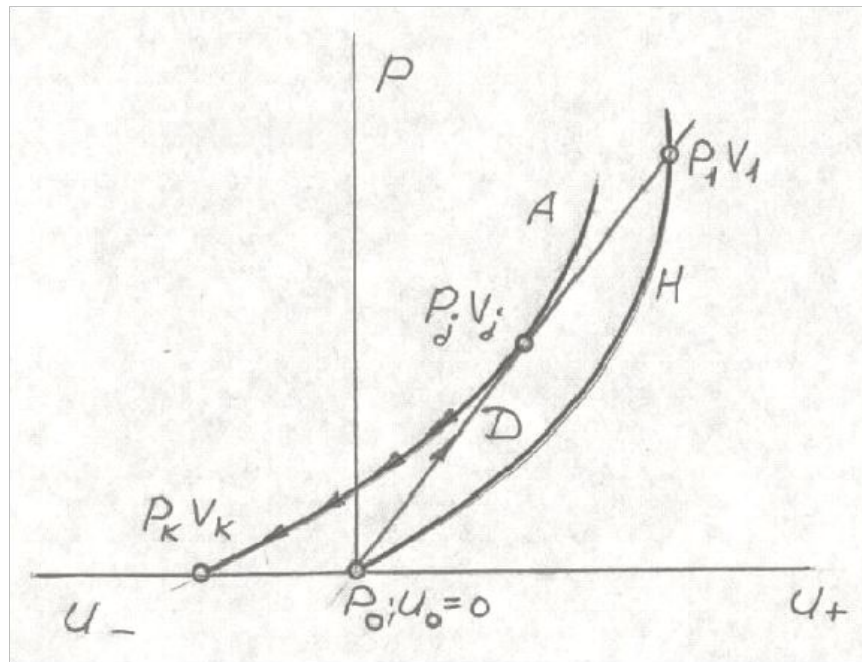


Рис. 9.6 Процесс детонации в $P(U)$ координатах.
 H- ударная адиабата исходного ВВ
 A- адиабата ПД
 D- прямая Михельсона
 $P_k V_k$ - конечное состояние расширения ПД