к-рые выражают законы сохранения массы, импульса и энергии. Индексы 1 и 2 относятся соответственно к величинам перед У. в. и за ней. Кроме того, величины ε, p и ρ связаны *уравнением состояния*. Скорость распространения У. в. по невозмущённому веществу равна $D=-v_1$. Т. о., при заданных параметрах вещества перед волной p_1 и ρ_1 шесть величин: D, p_2, ρ_2, ε_2, v_1, v_2 связаны пятью ур-ниями, т. е. У. в. при заданных p_1 и ρ_1 характеризуется всего одним независимым параметром, напр. D или p_2, через к-рый могут быть выражены все остальные величины.

Интенсивность У. в. обычно характеризуют относительным скачком давления $(p_2-p_1)/p_1$ или *Маха числом* $M_1=D/a_1$, где a_1 — скорость звука в веществе перед У. в. Для У. в. малой и большой интенсивности соответственно $(p_2-p_1)/p_1 \ll 1$, $M_1 \approx 1$ и $(p_2-p_1)/p_1 \gg 1$, $M_1 \gg 1$. Если $(p_2-p_1)/p_1 \to 0$, то $M_1 \to 1$. Из системы (1) получаются следующие выражения для v_1 и v_2 и для скорости течения u относительно вещества перед У. в. (скорость газа в лаб. системе координат на рис. 1):

$$v_1^2=V_1^2\,\frac{p_2-p_1}{V_1-V_2},\quad v_2^2=V_2^2\,\frac{p_2-p_1}{V_1-V_2},$$
$$u=|v_1-v_2|=\sqrt{(p_2-p_1)(V_1-V_2)} \tag{2}$$

(где $V=1/\rho$ — уд. объём), а также соотношение

$$\varepsilon_2-\varepsilon_1=(1/2)(p_2+p_1)(V_1-V_2), \tag{3}$$

к-рое наз. ур-нием ударной адиабаты (УА) или адиабаты Гюгоньо. Др. форма записи ур-ния УА эквивалентна (3):

$$w_2-w_1=(1/2)(p_2-p_1)(V_1+V_2),$$

где w — уд. *энтальпия*. Вместе с ур-нием состояния в виде $\varepsilon=\varepsilon(p, V)$ ур-ние (3) выражает зависимость p_2 от V_2 и от параметров вещества перед У. в. — p_1, V_1, т. е. представляет собой ф-цию $p_2=H(V_2, p_1, V_1)$, к-рую также называют УА или адиабатой Гюгоньо.

Вместе со скачком давления и плотности в У. в. терпят разрыв и др. термодинамич. величины, в т. ч. энтропия s. Законы сохранения (1) формально допускают существование У. в. как сжатия, так и разрежения. Однако, согласно *второму началу термодинамики*, реально осуществимы только такие У. в., в к-рых энтропия возрастает. Этому требованию удовлетворяют У. в. сжатия и не удовлетворяет У. в. разрежения, если всюду на УА вторая изэнтропич. производная уд. объёма по давлению существует и положительна:

$$(\partial^2 V/\partial p^2)_s>0. \tag{4}$$

Нарушение этих условий встречается редко и связано с наличием на УА изломов или перегибов (рис. 2), возможных

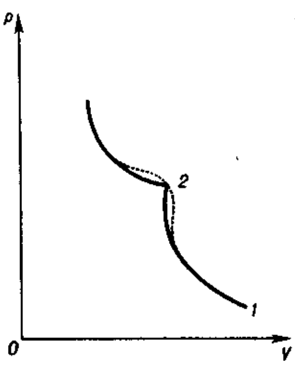


Рис. 2. Ударная адиабата (УА) с изломом или с перегибом (штриховая линия в точке *2*); *p*, *V* — давление и объём вещества. Точка *1* соответствует состоянию вещества перед ударной волной.

при *фазовых переходах* в твёрдых телах (плавление, полиморфные превращения и др.) или при их пластич. деформациях, а также в газах в окрестностях критич. точки (Я. Б. Зельдович, 1946). С точностью до существования таких «аномалий» УА справедлива теорема Цемплена (1905), согласно к-рой возможны только У. в. сжатия. При указанных «аномалиях» УА в соответствии с теоретич. предсказаниями У. в. разрежения были получены экспериментально.

У. в. движется по исходному веществу со сверхзвуковой скоростью $D>a_1$, $M_1>1$. Поэтому газодинамич. возмущения из области за У. в. не проникают в вещество перед ней и не влияют, следовательно, на его состояние. Скорость У. в. относительно вещества за ней дозвуковая, $v_2<a_2$, $M_2=v_2/a_2<1$, благодаря чему пространственное распределение газодинамич. величин за У. в. влияет на зависимость её интенсивности от времени. Напр., возмущения от ускоряющегося поршня, к-рый сжимает в трубе газ и создаёт У. в., догоняют и усиливают У. в. Приращение энтропии в У. в. малой интенсивности — величина третьего порядка малости, поэтому такую У. в. можно считать изэнтропичной. При неогранич. возрастании интенсивности У. в. сжатие, т. е. отношение ρ_2/ρ_1, остаётся ограниченным.

Устойчивость У. в. как гидродинамич. разрыва нарушается в случаях ур-ний состояния очень специального вида, приводящих к таким аномалиям формы УА (С. П. Дьяков, 1954), к-рые выражаются в виде неравенств

$$J^2(\partial V/\partial p)_H<-1 \text{ или } J^2(\partial V/\partial p)_H>1+2M_2, \tag{5}$$

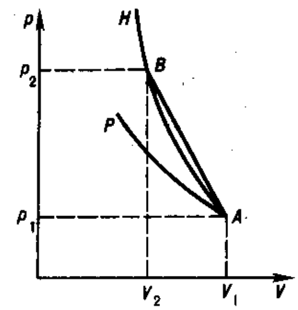
где $J^2=v_1^2/V_1^2=(p_2-p_1)/(V_1-V_2)$; $(\partial V/\partial p)_H$ — производная вдоль УА. В случае первого из неравенств (5), выполняющегося на УА с изломами и перегибами типа изображённых на рис. 2, У. в. расщепляется на конфигурацию из двух или большего числа волн. Веществ с такими ур-ниями состояния, при к-рых УА удовлетворяла бы второму из неравенств (5), по-видимому, не существует, хотя соответствующие ур-ния состояния и не запрещены термодинамически.

У. в. в газах. Формулы для У. в. имеют особенно простой вид в случае газа с пост. теплоёмкостью, т. е. когда $\varepsilon=p/\rho(\gamma-1)$, $p/\rho=RT/\mu_0$, где $\gamma=(c_V+R)/c_V$ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и объёме (показатель адиабаты), R — газовая постоянная; μ_0 — относит. мол. масса, T — темп-ра. В этом случае ур-ние УА выражается в явном виде:

$$\frac{p_2}{p_1}=\frac{(\gamma+1)V_1-(\gamma-1)V_2}{(\gamma+1)V_2-(\gamma-1)V_1}. \tag{6}$$

По сравнению с обычной адиабатой (адиабатой Пуассона), для к-рой $p_2/p_1=(V_1/V_2)^\gamma$, УА характеризуется бо́льшим возрастанием давления при сжатии (рис. 3). Это является

Рис. 3. Ударная адиабата *H* и адиабата Пуассона *P*, проходящие через общую точку *A* начального состояния (*B* — точка конечного состояния УА).



следствием необратимости нагрева газа в У. в. Параметры газа за У. в., отнесённые к их значениям перед У. в., выражаются через M_1:

$$\frac{V_1}{V_2}=\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2+2},$$
$$\frac{p_2}{p_1}=\frac{2\gamma M_1^2}{\gamma+1}-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \tag{7}$$
$$\frac{T_2}{T_1}=\frac{[2\gamma M_1^2-(\gamma-1)][(\gamma-1)M_1^2+2]}{(\gamma+1)^2M_1^2}.$$

В пределе больших интенсивностей, т. е. при $M_1\to\infty$,