

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad p_2 = \frac{2}{\gamma+1} \rho_1 D^2, \quad (8)$$

$$u = \frac{2}{\gamma+1} D, \quad T_2 = \frac{2(\gamma-1)\mu_0 D^2}{(\gamma+1)^2 R}.$$

Т. о., сколь угодно интенсивная У.в. не может сжать газ более чем в $h=(\gamma+1)/(\gamma-1)$ раз. Предельное сжатие h тем выше, чем больше теплоёмкость c_v (меньше γ). Напр., для одноатомного газа $\gamma=5/3$, $h=4$, для двухатомного, напр. для воздуха, $\gamma=7/5$, $h=6$. Однако ф-лы (6)—(8) имеют ограниченную применимость даже для идеального, т. е. достаточно разреженного газа (хотя и очень полезны при оценках и выявлении качественных закономерностей). В газе при высоких тем-рах происходят диссоциация молекул, хим. реакции, ионизация, что связано с затратами энергии, изменением теплоёмкости и числа частиц. При этом ϵ сложным образом зависит от p и V . Если эта зависимость (ур-ние состояния) известна, то параметры газа за У. в. можно найти путём численного решения ур-ний (1)—(3).

Табл. 1.

M_1	D , км/с	p , атм*	ρ_2/ρ_1	T_2 , К
1	0,34	1	1	288
1,6	0,54	2,8	2,0	400
2,4	0,81	6,6	3,3	600
3,0	1,02	10,7	4,1	800
3,6	1,2	15	4,6	1000
5,9	2,0	43	6,1	2000
11,6	3,9	169	8,9	5000
21	7,2	570	11,4	$1 \cdot 10^4$
36	12,2	1660	11,2	$2 \cdot 10^4$
66	22,4	5480	9,4	$5 \cdot 10^4$
113	38	$1,6 \cdot 10^4$	8,9	$1 \cdot 10^5$
194	66	$4,7 \cdot 10^4$	8,4	$2 \cdot 10^5$
324	110	$1,3 \cdot 10^5$	6,2	$5 \cdot 10^5$
530	180	$3,5 \cdot 10^5$	7,0	$1 \cdot 10^6$

* 1 атм = 101325 Па.

В табл. 1 приведены параметры за У. в. в воздухе (перед У. в.: $p_1 = 1$ атм, $T_1 = 288$ К, $\rho_1 = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³).

Структура У. в. У. в., рассматриваемая в гидродинамике как разрыв, в действительности представляет собой переходный слой конечной протяжённости, к-рую называют шириной У. в. В нём происходят необратимые процессы перехода вещества из нач. состояния перед У. в. в конечное состояние за ней. В плотных газах ширина У. в. обычно пренебрежимо мала по сравнению с характерными размерами областей непрерывного течения по обе стороны У. в. Но в разреженных газах нередки случаи, когда это не так. Напр., на больших высотах в атмосфере У. в., движущаяся перед сверхзвуковым летательным аппаратом, может иметь ширину, сравнимую с расстоянием от начала переходного слоя до поверхности аппарата. Это необходимо учитывать при расчётах аэродинамики и температурного режима на поверхности.

В структуре У. в. сжатия существуют две области — т. н. вязкий скачок уплотнения (СУ), к-рый образуется под действием вязкости и теплопроводности, и следующая за ним релаксационная зона, обусловленная другими, относительно медленными релаксац. процессами (если таковые имеются). В зависимости от природы среды, от её состояния перед У. в. и от интенсивности У. в. это может быть релаксация молекулярных колебаний, установление хим. и ионизац. равновесия, в конденсир. средах — фазовые переходы и др. В У. в. достаточно малой интенсивности, распространяющейся по холодному газу ($T_1 \ll 1000$ К), возбуждение колебаний и изменение состава газа незначительны и структура У. в. определяется только СУ.

Структура СУ. Простейшая теория структуры СУ основана на ур-ниях динамики вязкого теплопроводящего газа. Ур-ния в системе координат, в к-рой У. в. покоится, имеют вид

$$\frac{d}{dx}(\rho v) = 0, \quad \rho v \frac{dv}{dx} + \frac{dp}{dx} - \frac{4}{3} \mu \frac{dv}{dx} = 0, \quad (9)$$

$$\rho v T \frac{ds}{dx} = \frac{4}{3} \mu \left(\frac{dv}{dx}\right)^2 + \frac{\kappa}{dx} \frac{dT}{dx},$$

где μ и κ — коэф. вязкости и теплопроводности. Граничные условия: исчезновение градиентов перед У. в. при $x = -\infty$ и за ней при $x = +\infty$. Кроме того, $\rho = \rho_1$, $p = p_1$, $v = v_1 = -D$ при $x = -\infty$. Преобразование третьего ур-ния с помощью термодинамич. тождества $T ds = dw - V dp$ и интегрирование дают первые интегралы системы:

$$\rho v = \rho_1 v_1, \quad p + \rho v^2 - \frac{4}{3} \mu \frac{dv}{dx} = p_1 + \rho_1 v_1^2, \quad (10)$$

$$w + \frac{v^2}{2} - \frac{1}{\rho_1 v_1} \left(\kappa \frac{dT}{dx} + \frac{4}{3} \mu v \frac{dv}{dx} \right) = w_1 + \frac{v_1^2}{2};$$

в качестве начала координат можно выбрать любую точку внутри СУ. Для связи параметров на границах $x = \pm \infty$ получаются соотношения (1). Пример структуры СУ для случая $\mu(c_v + R)/\kappa = 3/4$, к-рый допускает аналитич. решение системы (10), представлен на рис. 4. Величины ρ , p , v ,

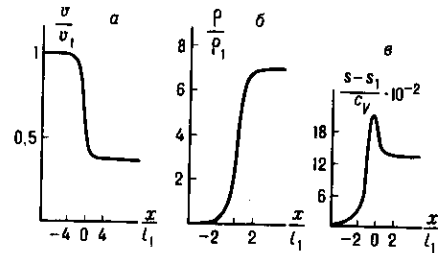


Рис. 4. Распределения скорости (а), давления (б), энтропии (е) в вязком скачке уплотнения (СУ) с числом $M_1 = 2$ в газе с $\gamma = 7/5$ и коэффициентом вязкости, не зависящим от температуры; l_1 — длина свободного пробега молекул.

T монотонно изменяются от своих нач. значений до конечных, энтропия же проходит через максимум. Наличие максимума связано с действием теплопроводности, т. к. обусловленное ею приращение энтропии менее нагретых слоев положительно, а более нагретых — отрицательно. Вязкость приводит только к возрастанию энтропии. Благодаря вязкости часть кинетич. энергии набегающего на У. в. потока вещества превращается в энергию хаотич. движения, т. е. в тепло. СУ не имеет резких границ, но практически всё изменение величин в нём происходит в слое конечной протяжённости δ , к-рую и называют условно шириной (или эфф. шириной) У. в. По порядку величины в У. в. малой интенсивности $\delta = l_1 p_2 / (p_2 - p_1) \gg l_1$, где l_1 — длина свободного пробега молекул. В У. в. большой интенсивности величина δ очень мала, $\delta \sim l_1$, и структуру СУ теоретически исследуют на основе кинетического уравнения Больцмана или путём численного моделирования У. в. на ЭВМ молекулярной динамики методом.

Релаксационная зона. В релаксац. зоне величины p , ρ , T , v изменяются только потому, что меняется ур-ние состояния, т. к. нек-рые его параметры «релаксируют», в результате чего уд. внутр. энергия зависит от времени t явно:

$$\epsilon = \epsilon(\rho, p, t). \quad (11)$$

Напр., при колебат. релаксации идеального газа $\epsilon = p/\rho(\gamma_0 - 1) + \epsilon_v(t)$, где γ_0 — значение γ для газа с невозбуждёнными молекулярными колебаниями, ϵ_v — уд. колебат. энергия. Её зависимость от времени определяется ур-нием колебат. релаксации. При хим. реакциях и ионизации роль «релаксирующих» параметров играют концентрации компонент газа. При завершении релаксации явная зависимость ϵ от t исчезает и (11) переходит в обычное ур-ние состояния. Зависимость ρ , p и v от t или от коор-