(после *1*) реальной точкой является точка *1'*, отвечающая состоянию с вовсе несмещенным относительно состояния *1* релаксационным равновесием. Сжатие газа от состояния *1* до состояния *1'* совершается скачком, вслед за чем уже происходит (на расстояниях $\sim v_1\tau$) постепенное сжатие до конечного состояния *2'*

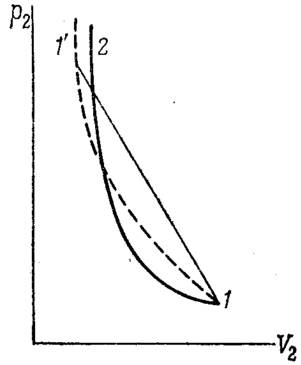

Рис. 68

Если равновесная и неравновесная ударные адиабаты пересекаются (рис. 68), появляется возможность существования ударных волн еще одного типа: если скорость волны такова, что хорда *12* пересекает адиабаты выше точки их взаимного пересечения (как на рис. 68), то релаксация будет сопровождаться понижением давления — от значения, отвечающего точке *1'* до значения, отвечающего точке *2* (*С. П. Дьяков*, 1954)[1]).

§ 95. Изотермический скачок

Рассматривая в § 93 строение ударной волны, мы по существу предполагали, что коэффициенты вязкости и температуропроводности — величины одного порядка, как это обычно и бывает. Возможен, однако, и случай, когда $\chi \gg \nu$. Именно, если температура вещества достаточно высока, то в теплопроводности будет участвовать добавочный механизм — лучистая теплопроводность, осуществляемая находящимся в равновесии с веществом тепловым излучением. На вязкости же (т. е. на переносе импульса) наличие излучения сказывается в несравненно меньшей степени, в результате чего ν и может оказаться малым по сравнению с χ. Мы увидим сейчас, что наличие такого неравенства приводит к весьма существенному изменению структуры ударной волны.

Пренебрегая членами, содержащими вязкость, напишем уравнения (93,2) и (93,3), определяющие структуру переходного слоя, в виде

$$p + j^2V = p_1 + j^2V_1, \qquad (95,1)$$

$$\frac{\varkappa}{j}\frac{dT}{dx} = w + \frac{j^2V^2}{2} - w_1 - \frac{j^2V_1^2}{2}. \qquad (95,2)$$

[1]) Такой случай мог бы, в принципе, иметь место в диссоциирующем многоатомном газе, если в равновесном состоянии за ударной волной достигается достаточно полная диссоциация его молекул на меньшие части. Диссоциация увеличивает значение отношения теплоемкостей γ, и тем самым уменьшает предельное сжатие в ударной волне, если только она уже настолько полна, что нагревание газа не требует заметной затраты энергии на продолжение диссоциации.

Правая сторона второго из этих уравнений обращается в нуль лишь на границе слоя. Поскольку температура позади ударной волны должна быть выше, чем впереди нее, то отсюда следует, что на протяжении всей ширины переходного слоя

$$\frac{dT}{dx} > 0, \tag{95,3}$$

т. е. температура возрастает монотонно.

Все величины в слое являются функцией одной переменной — координаты x, а потому и определенными функциями друг от друга. Продифференцировав соотношение (95,1) по V, получим:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \frac{dT}{dV} + \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T + j^2 = 0.$$

Производная $(\partial p/\partial T)_V$ у газов всегда положительна. Поэтому знак производной dT/dV определяется знаком суммы $(\partial p/\partial V)_T + j^2$. В состоянии *1* имеем $j^2 > -(\partial p_1/\partial V_1)_s$ (так как $v_1 > c_1$), а поскольку адиабатическая сжимаемость всегда меньше изотермической, то во всяком случае и

$$j^2 > -\left(\frac{\partial p_1}{\partial V_1}\right)_T.$$

Следовательно, на стороне *1* производная

$$\frac{dT_1}{dV_1} < 0.$$

Если эта производная отрицательна и на всем протяжении ширины переходного слоя, то по мере сжатия вещества (уменьшения V) при переходе со стороны *1* на сторону *2* температура будет монотонно возрастать в согласии с неравенством (95,3). Другими словами, мы будем иметь дело с ударной волной, сильно расширенной благодаря большой теплопроводности (расширение может оказаться столь большим, что самое представление об ударной волне станет условным).

Другая ситуация возникает, если

$$j^2 < -\left(\frac{\partial p_2}{\partial V_2}\right)_T \tag{95,4}$$

(это неравенство отвечает достаточно большой интенсивности ударной волны — см. ниже (95,7)). Тогда в состоянии *2* будем иметь dT_2/dV_2, так что где-то между значениями $V = V_1$ и $V = V_2$ функция $T(V)$ будет иметь максимум (рис. 69). Ясно, что переход от состояния *1* к состоянию *2* с непрерывным изменением V станет невозможным, так как при этом неизбежно нарушилось бы неравенство (95,3).

В результате мы получим следующую картину перехода от начального состояния *1* к конечному состоянию *2*. Сначала идет область, в которой происходит постепенное сжатие вещества от удельного объема V_1 до объема V' (значение V, при котором впервые становится $T(V')=T_2$; см. рис. 69); ширина этой области, определяющаяся теплопроводностью, может быть весьма значительной. Сжатие же от V' до V_2 происходит затем скачком при постоянной (равной T_2) температуре. Этот разрыв можно назвать *изотермическим скачком.*

Определим изменения давления и плотности в изотермическом скачке, предполагая газ идеальным. Условие непрерывности потока импульса (95.1), примененное к обоим сторонам скачка, дает

$$p' + j^2V' = p_2 + j^2V_2.$$

Для термодинамически идеального газа пишем $V = RT/\mu p$ и, имея в виду, что $T' = T_2$, получим:

$$p' + \frac{j^2RT_2}{\mu p'} = p_2 + \frac{j^2RT_2}{\mu p_2}.$$

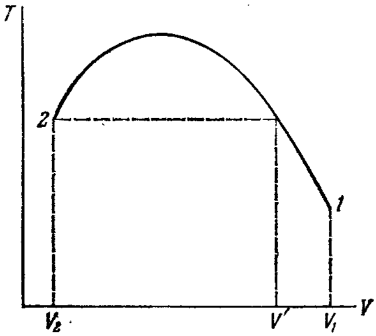

Рис. 69

Это квадратное уравнение для p' имеет (помимо тривиального корня $p' = p_2$) решение

$$p' = \frac{j^2RT_2}{\mu p_2} = j^2V_2. \tag{95,5}$$

Выражаем j^2 согласно формуле (85,6):

$$p' = \frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2}V_2,$$

после чего, подставив сюда V_2/V_1 из (89,1), получим для политропного газа

$$p' = \frac{1}{2}[(\gamma+1)p_1 + (\gamma-1)p_2]. \tag{95,6}$$

Поскольку должно быть $p_2 > p'$, то мы находим, что изотермический скачок возникает лишь при отношениях давлений p_2 и p_1, удовлетворяющих условию

$$\frac{p_2}{p_1} > \frac{\gamma+1}{3-\gamma}. \tag{95,7}$$

(*Rayleigh*, 1910). Это условие можно, конечно, получить и непосредственно из (95,4).

Поскольку при данной температуре плотность газа пропорциональна давлению, то отношение плотностей в изотермическом скачке равно отношению давлений:

$$\frac{\rho'}{\rho_2} = \frac{V_2}{V'} = \frac{p'}{p_2} \tag{95,8}$$

и стремится при увеличении p_2 к значению $(\gamma-1)/2$.