

может, в принципе, возникнуть при наличии очень хороших условий теплопередачи (например, путем лучистой теплопроводности), приводящих к скоростям горения j , превышающим значение, соответствующее точке O' .

В заключение обратим внимание на следующие общие отличия (помимо отличий, заключенных в неравенствах (131,1)) между режимами, изображающимися соответственно верхней и нижней частями адиабаты. Выше точки A имеем:

$$p_2 > p_1, \quad V_2 < V_1, \quad v_2 < v_1.$$

Другими словами, продукты реакции сжаты до более высоких давления и плотности, чем исходное вещество, и движутся вслед за фронтом горения (со скоростью $v_1 - v_2$). В области же ниже точки A имеем обратные неравенства:

$$p_2 < p_1, \quad V_2 > V_1, \quad v_2 > v_1;$$

продукты горения разрежены по сравнению с исходным веществом.

§ 132. Конденсационные скачки

Формальным сходством с детонационными волнами обладают *конденсационные скачки*, возникающие при движении газа, содержащего, например, пересыщенный водяной пар¹⁾. Эти скачки представляют собой результат внезапной конденсации паров, причем процесс конденсации происходит очень быстро в узкой зоне, которую можно рассматривать как некоторую поверхность разрыва, отделяющую исходный газ от «тумана» — газа, содержащего конденсированные пары. Подчеркнем, что конденсационные скачки представляют собой самостоятельное физическое явление, а не результат сжатия газа в обычной ударной волне; последнее вообще не может привести к конденсации паров, так как эффект увеличения давления в ударной волне перекрывается в смысле его влияния на степень пересыщения обратным эффектом повышения температуры.

Как и реакция горения, конденсация пара представляет собой экзотермический процесс. Роль теплоты реакции q играет при этом количество тепла, выделяющегося при конденсации пара, заключенного в единице массы газа²⁾. Конденсационная адиабата, определяющая зависимость p_2 от V_2 при заданном

¹⁾ Их теоретическое изучение начато *Осватичем* (K. Oswalitsch. 1942) и *С. З. Бельским* (1945).

²⁾ Теплота q не совпадает, строго говоря, с обычной скрытой теплотой конденсации, так как совершающийся в зоне конденсации процесс включает в себя не только изотермическую конденсацию пара, но и некоторое общее изменение температуры газа. Однако, если степень пересыщения пара не слишком мала (как это обычно и имеет место), то эта разница несущественна.

состоянии p_1, V_1 исходного газа с неконденсированными парами, выглядит так же, как и изображенная на рис. 136 адиабата для реакции горения. Взаимоотношение между скоростями распространения скачка v_1, v_2 и скоростями звука c_1, c_2 на различных участках конденсационной адиабаты определяется неравенствами (131,1). Однако не все из перечисленных в (131,1) четырех случаев могут реально осуществиться.

Прежде всего возникает вопрос об эволюционности конденсационных скачков. В этом отношении их свойства полностью аналогичны свойствам разрывов, представляющих зону горения. Мы видели (§ 131), что отличие устойчивости последних от устойчивости обычных ударных волн связано с наличием одного дополнительного условия (заданное значение потока j), которое должно выполняться на их поверхности. В данном случае тоже имеется одно дополнительное условие — термодинамическое состояние газа I перед скачком должно быть как раз тем, которое соответствует началу быстрой конденсации пара (это условие представляет собой определенное соотношение между давлением и температурой газа I). Поэтому сразу можно заключить, что весь участок адиабаты под точкой O' , на котором $v_1 < c_1, v_2 > c_2$, исключается как не соответствующий устойчивым скачкам.

Леко видеть, что не могут реально осуществляться также и скачки, соответствующие участку над точкой O ($v_1 > c_1, v_2 < c_2$). Такой скачок перемещался бы относительно находящегося перед ним газа со сверхзвуковой скоростью, а потому его возникновение никак не отражалось бы на состоянии этого газа. Это значит, что скачок должен был бы возникнуть вдоль поверхности, заранее определяемой условиями обтекания (поверхность, на которой при непрерывном течении достигались бы необходимые условия начала быстрой конденсации). С другой стороны, скорость скачка относительно остающегося позади него газа в данном случае была бы дозвуковой. Но уравнения дозвукового движения не имеют, вообще говоря, решений, в которых все величины принимают заранее определенные значения на произвольно заданной поверхности¹⁾.

Таким образом, оказываются возможными конденсационные скачки всего двух типов: 1) сверхзвуковые скачки (отрезок AO адиабаты), на которых

$$v_1 > c_1, v_2 > c_2, p_2 > p_1, V_2 < V_1 \quad (132,1)$$

¹⁾ Аналогичные соображения остаются в силе и в том случае, когда полная скорость v_2 (от которой $v_2 < c_2$ есть нормальная к скачку компонента) является сверхзвуковой.

Во избежание недоразумений отметим, что конденсационный скачок с $v_1 > c_1, v_2 < c_2$ может на практике (в определенных условиях влажности и формы обтекаемой поверхности) имитироваться истинным конденсационным скачком с $v_1 > c_1, v_2 > c_2$ и следующей близко за ним ударной волной, передающей течение в дозвуковое.

и конденсация сопровождается в них сжатием вещества; 2) дозвуковые скачки (отрезок $A'O'$ адиабаты), на которых

$$v_1 < c_1, \quad v_2 < c_2, \quad p_2 < p_1, \quad V_2 > V_1 \quad (132,2)$$

и конденсация сопровождается разрежением газа.

Значение потока j (скорости конденсации) монотонно возрастает вдоль отрезка $A'O'$ от точки A' (в которой $j=0$) к точке O' , а вдоль отрезка AO — монотонно падает от A (где $j=\infty$) к O . Интервал же значений j (а с ним и соответствующий интервал значений скорости $v_1 = jV_1$) между теми, которые j принимает в точках O и O' , является «запрещенным» и не может быть осуществлен в конденсационных скачках. Общее количество (масса) конденсирующегося пара обычно весьма мало по сравнению с количеством основного газа. Поэтому можно с одинаковым правом рассматривать оба газа 1 и 2 как идеальные; по этой же причине можно считать одинаковыми теплоемкости обоих газов. Тогда значение v_1 в точке O определится формулой (129,9), а в точке O' — такой же формулой с обратным знаком перед вторым корнем; положив в этих формулах $\gamma_1 = \gamma_2 \equiv \gamma$ и введя скорость звука c_1 согласно $c_1^2 = \gamma(\gamma - 1)c_v T_1$, найдем следующий запрещенный интервал значений v_1 :

$$\begin{aligned} \sqrt{c_1^2 + \frac{\gamma^2 - 1}{2}q} - \sqrt{\frac{\gamma^2 - 1}{2}q} < v_1 < \\ < \sqrt{c_1^2 + \frac{\gamma^2 - 1}{2}q} + \sqrt{\frac{\gamma^2 - 1}{2}q}. \end{aligned} \quad (132,3)$$

Задача

Определить предельные значения отношения давлений p_2/p_1 в конденсационном скачке, считая, что $q/c_1^2 \ll 1$.

Решение. На участке $A'O'$ конденсационной адиабаты (рис. 136) отношение p_2/p_1 монотонно возрастает по направлению от O' к A' , пробегая значения в интервале

$$1 - \gamma \sqrt{\frac{2(\gamma - 1)q}{(\gamma + 1)c_1^2}} \leq \frac{p_2}{p_1} \leq 1.$$

На участке же AO это отношение возрастает по направлению от A к O , пробегая значения в интервале

$$1 + \frac{\gamma(\gamma - 1)q}{c_1^2} \leq \frac{p_2}{p_1} \leq 1 + \gamma \sqrt{\frac{2(\gamma - 1)q}{(\gamma + 1)c_1^2}}.$$