Физика горения и взрыва

4

1967 г.

К ВОПРОСУ О ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ ИССЛЕДОВАНИИ УДАРНОЙ АДИАБАТЫ

В. С. Трофимов

(Москва)

В настоящее время при объяснении экспериментальных данных по ударной сжимаемости твердых и жидких веществ обычно предполагают, если это неизвестно из опыта, что величина $\delta = \operatorname{sign}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$ везде положительна [1, 2] (p — давление; T — абсолютная температура; V — удельный объем). Однако нет никаких оснований считать, что появление в некоторой области p и T отрицательных δ невероятно [3]. Поэтому представляет интерес исследовать свойства ударной адиабаты при переменном знаке δ. Это является первой основной задачей настоящей работы.

При наличии фазового перехода ударная адиабата в соответствующем месте терпит излом [2, 4, 5]. Связь направления такого излома с термодинамическими свойствами вещества для частного случая найдена в работе [6]. В этой работе из двух возможных направлений фазового превращения — плавления и кристаллизации — рассматривается только первое, причем для всех точек ударной адиабаты в районе излома предполагается справедливым условие дозвукового характера движения за ударной волной [1, 2]. Второй основной задачей настоящей работы является обобщение этих результатов.

Попутно в более общей и компактной форме получены известные выводы о взаимном расположении изэнтропы ударной адиабаты и прямой Михельсона [1, 2].

Если при общем исследовании на уравнение состояния вещества в настоящей работе не накладывается никаких ограничений, кроме условий термодинамического равновесия [7], а ударная адиабата рассматривается как одна из термодинамических кривых вне всякой ее связи с ударными волнами, то в разбираемых примерах предполагаются условия, которые допускают хотя бы качественное экспериментальное определение ударной адиабаты в ударных экспериментах.

Рассмотрим некоторые свойства равновесного уравнения состояния однокомпонентной системы

$$f(p,\ T,\ V) = 0. \tag{1}$$

Будем его наглядно представлять в виде непрерывной поверхности состояний в пространстве, где оси p, V и T образуют правовинтовую прямоугольную систему координат. На равновесной поверхности состояний давление является однозначной функцией V и T, причем $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T \leqslant 0$. Таким образом, поверхность состояний обращена к плоскости V, T всегда

одной и той же своей стороной. Эту сторону назовем тыльной, а противоположную лицевой. Удельный объем является однозначной функцией p и T везде, кроме областей равновесия фаз (в дальнейшем для краткости их обозначаем только начальными буквами: ОРФ). В таких областях $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = 0$, и они проектируются на плоскость p, T в виде кривых фазового равновесия. Согласно уравнению Клапейрона — Клаузиуса, наклон этих кривых равен:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{S_2 - S_1}{V_2 - V_1}. \tag{2}$$

В правой части уравнения (2) стоят значения удельной энтропии S и удельного объема на границах ОРФ при заданной температуре. Индекс 2 относится к высокотемпературной фазе, индекс 1 — к низкотемпературной. Энтропия S_2 всегда больше S_1, поэтому $\operatorname{sign}\frac{dp}{dT} = \delta$ определяется знаком $V_2 - V_1$.

Нетрудно видеть, что участки поверхности состояний, на которых $\delta = 1$, обращены к плоскости p, V лицевой стороной, а участки с $\delta = -1$ — тыльной. Из этого следует, что температура и многие другие термодинамические величины не являются однозначными функциями p и V. Однако их можно превратить в однозначные с помощью известного математического приема: будем считать две точки на плоскости p, V разными, когда они соответствуют разным точкам на поверхности состояний, если даже их p-, V-координаты совпадают. Таким образом, плоскость p, V в отдельных местах является многолистной. Наглядно такую плоскость можно получить, если «сжать» поверхность состояний вдоль оси T таким образом, чтобы p- и V-координаты каждой точки не изменились, а T-координата обратилась в нуль. В дальнейшем плоскость p, V будет изображаться на рисунках так, как она видна со стороны отрицательных T, а отдельные ее листы будут нумероваться в порядке возрастания соответствующей каждому месту максимальной или средней температуры.

Определим в плоскости p, V вектор $\vec{S}$, направленный вдоль изэнтропы:

$$\vec{S} = -\delta\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_V \vec{V} + \delta\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_p \vec{p}, \tag{3}$$

где $\vec{V}$ и $\vec{p}$ — орты вдоль осей V и p соответственно (во избежание недоразумений будем считать, что V и p заданы в безразмерных единицах). Умножая $\vec{S}$ скалярно на $\nabla S = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_p \vec{V} + \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_V \vec{p}$, убеждаемся в том, что вектор $\vec{S}$ действительно касается изэнтропы. Его компоненты S_V и S_p выражаются через теплоемкость при постоянном объеме c_V следующим образом:

$$S_V = -\delta\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_V = -\frac{c_V}{T}\left|\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V\right|; \quad S_p = \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_S \cdot S_V. \tag{4}$$

Из этих равенств следует, что вектор $\vec{S}$ обращается в бесконечность при $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \to 0$. В таких точках будем формально считать $\delta = 0$. Особые точки, в которых $c_V = 0$, лежат на кривой холодного сжатия, а

при $T \neq 0$, во всяком случае, являются изолированными, и их можно не рассматривать.

Согласно (3)—(4), вектор $\vec{S}$ всегда направлен в сторону увеличения p и уменьшения V. Следовательно, направлением этого вектора можно однозначно определить направление вдоль изэнтропы.

При переходе через границу ОРФ изэнтропа терпит излом. Для определения его характера найдем связь между значениями вектора $\vec{S}$ по разные стороны от границы ОРФ. В этой области удельная энтропия и объем имеют следующую величину:

$$S = (1 - l) S_1 + l S_2; \tag{5}$$

$$V = (1 - l) V_1 + l V_2, \tag{6}$$

где l — концентрация высокотемпературной фазы.

Дифференцируя (5) и (6), исключая из полученных равенств дифференциал dl, приравнивая l нулю или единице и учитывая (2), находим

$$\frac{dp}{dT} \cdot dV - dS = \frac{dp}{dT} \cdot dV_n - dS_n, \tag{7}$$

где n равно 1 или 2. В этом равенстве слева стоят изменения V и S при произвольном смещении от границы внутрь ОРФ, а справа — изменения этих же величин при смещении вдоль границы до той же температуры.

Положим в (7) $dS = 0$ и поделим это равенство на dp. Выделим в правой части производную $\left(\frac{\partial V_n}{\partial p}\right)_{S_n}$, а оставшиеся члены сгруппируем с использованием термодинамических тождеств:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_S; \quad \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_S; \quad T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p = c_p$$

(c_p — теплоемкость при постоянном давлении). В результате получаем

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_S = \left(\frac{\partial V_n}{\partial p}\right)_{S_n} - \frac{c_p}{T}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{S_n} - \frac{dT}{dp}\right]^2. \tag{8}$$

Из (8) следует, что вектор $\vec{S}$ всегда повернут по отношению к $\vec{S}_n$ в отрицательном направлении, т. е. от оси V к оси p.

Приравняем теперь в выражении (7) нулю дифференциал dV и снова поделим его на dp. Выделяя справа величину $\left(\frac{\partial S_n}{\partial p}\right)_{V_n}$ и группируя остальные члены с помощью термодинамических тождеств, находим

$$\frac{\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_p - \left(\frac{\partial S_n}{\partial V_n}\right)_p}{-\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_V + \left(\frac{\partial S_n}{\partial p}\right)_{V_n}} = \frac{dp}{dV_n}. \tag{9}$$

Полная производная справа берется, как и раньше, вдоль границы ОРФ. Если при переходе через границу δ не меняется, то в левой части выражения (9) стоит отношение p-компоненты к V-компоненте

вектора разности $\vec{S} - \vec{S}_n$. Следовательно, граница ОРФ параллельна этой разности. В частном случае, когда равно нулю выражение

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_S - \frac{dT}{dp} = \frac{\delta_n}{S_{np}} - \frac{\delta}{S_p} \tag{10}$$

(S_{np} — p-компонента вектора $\vec{S}_n$), граница ОРФ, согласно (8), параллельна изэнтропе.

Если при переходе через границу ОРФ δ меняет знак, в левой части (9) стоит отношение компонент вектора — суммы $\vec{S} + \vec{S}_n$. Следовательно, граница параллельна этой сумме и имеет отрицательный наклон $\left(\frac{dp}{dV_n} < 0\right)$. В этом случае выражение (10) никогда не обращается в нуль, так как одна из входящих в него производных положительна, другая — отрицательна.

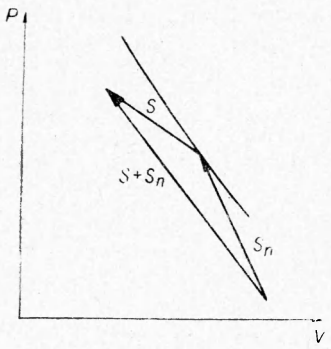

Рис. 1.

Из сказанного можно сделать вывод о том, что во втором случае изэнртопа, пересекая границу ОРФ, остается от нее все время по одну и ту же сторону (рис. 1). Такая странность в поведении объясняется тем, что одновременно с переходом границы ОРФ изэнтропа переходит линию раздела между листами плоскости p, V.

Нетрудно убедиться, что и в общем случае при переходе с одного листа плоскости p, V на другой любая кривая также подходит к линии раздела между листами и уходит от нее с одной и той же, определенной для данной линии, стороны. Если на этой линии $\delta = 0$, то она касается одновременно изэнтропы и изотермы. Если величина δ меняет свой знак, не обращаясь в нуль, то линия раздела между листами лежит внутри острого угла между приходящей к ней и уходящей от нее ветвями изэнтропы аналогично случаю, представленному на рис. 1.

В области равновесия фаз изэнтропа может идти как в направлении увеличения концентрации высокотемпературной компоненты l, так и в направлении ее уменьшения. В первом случае будем говорить, что вещество при адиабатическом сжатии «плавится», а во втором — «кристаллизуется». Кавычки подчеркивают, что термин употребляется в обобщенном смысле, например «плавление» может означать испарение и т. д. Критерием направления фазового перехода при адиабатическом сжатии является величина (10): при ее положительном значении происходит «плавление», при отрицательном — «кристаллизация». Это проще всего доказывается с помощью фазовых диаграмм (проекций поверхности состояний на плоскость p, T) с учетом того, что изэнтропа всегда направлена в сторону положительных давлений.

Полученные результаты используем при исследовании уравнения ударной адиабаты

$$H(p, V) = \varepsilon_0, \tag{11}$$

где

$$H(p, V) = \varepsilon(p, V) + \frac{p + p_0}{2}(V - V_0); \tag{12}$$

$\varepsilon(p, V)$ — удельная внутренняя энергия; ε_0, p_0 и V_0 — так называемые начальные значения ε, p и V.

При общем исследовании будем предполагать, что можно создать начальное состояние с произвольными ε_0, p_0 и V_0. Очевидно, если $\varepsilon_0 \neq \varepsilon(p_0, V_0)$, такое состояние должно быть метастабильным. Из (11) и (12) получаем

$$d\vec{r} \cdot \nabla H = d\varepsilon_0 + \frac{V_0 - V}{2} dp_0 + \frac{p + p_0}{2} dV_0, \tag{13}$$

где

$$d\vec{r} = \vec{p}\, dp + \vec{V} \cdot dV; \quad \nabla H = \frac{\partial H}{\partial p} \cdot \vec{p} + \frac{\partial H}{\partial V} \cdot \vec{V}.$$

Это уравнение позволяет качественно связать направление перемещения ударной адиабаты по плоскости p, V с изменением начальных параметров (для количественных выводов лучше использовать уравнения (11)—(12)). Уравнение (13) теряет смысл, когда ∇H обращается в нуль или бесконечность, однако характер перемещения ударной адиабаты можно установить по перемещению ее отдельных участков, т. е. указанные точки можно не принимать во внимание.

По аналогии с $\vec{S}$ построим векторы $\vec{H}$ и $\vec{M}$, направленные соответственно вдоль ударной адиабаты и прямой Михельсона:

$$\vec{H} = -\delta\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_V \cdot \vec{V} + \delta\left(\frac{\partial H}{\partial V}\right)_p \cdot \vec{p}, \tag{14}$$

$$\vec{M} = \delta(V - V_0)\,\vec{V} + \delta(p - p_0) \cdot \vec{p}. \tag{15}$$

Из (12) находим:

$$H_V = -\delta\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_V = -\delta\left[T\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_V - \frac{V_0 - V}{2}\right], \tag{16}$$

$$H_p = \delta\left(\frac{\partial H}{\partial V}\right)_p = \delta\left[T\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_p - \frac{p - p_0}{2}\right]. \tag{17}$$

Отсюда на основании (3), (14) и (15) получаем

$$\vec{H} = T\,\vec{S} - \frac{1}{2}\vec{M}. \tag{18а}$$

Последнее равенство перепишем в виде соотношения между единичными векторами $\vec{h}$, s и $\vec{m}$, направленными соответственно вдоль ударной адиабаты, изэнтропы и прямой Михельсона:

$$\vec{h} = A\,\vec{s} - B\,\vec{m}, \tag{18б}$$

где

$$A = T\,\frac{|\vec{S}|}{|\vec{H}|}; \quad B = \frac{|\vec{M}|}{2|\vec{H}|}.$$

Уравнение (18а) теряет смысл при $\vec{S} = \infty$, а уравнение (18б) — при $H = 0$. Заметим, что при условии $H_v > 0$, которое обычно подразу-

мевается, вектор $\vec{H}$ нигде не может обратиться в нуль. Однако термодинамика не накладывает жестких ограничений на знак H_p. Он, согласно (17), может быть отрицательным выше линии $p=p_0$ при $\delta=1$ и ниже этой линии при $\delta=-1$. Тем не менее даже в этом случае точки, где $\vec{H}=0$, можно не принимать во внимание, так как они не только изолированные, но и могут появляться на ударной адиабате лишь при определенных дискретных значениях начальных параметров.

Доказательство последнего утверждения основано на том, что, согласно (18), такие точки должны лежать на геометрическом месте точек касания изэнтроп и прямых Михельсона, а при фиксированных p_0 и V_0 изменение ε_0 приводит к перемещению точек пересечения между ударной адиабатой и этим геометрическим местом точек.

Из (18) следует, что ударная адиабата и изэнтропа во всех точках (кроме особой, где $\vec{H}=0$) пересекают прямую Михельсона в одном направлении или одновременно касаются ее [1]. Это становится очевидным, если одно из уравнений (18) умножить скалярно на нормаль к прямой Михельсона. Между ударной адиабатой и изэнтропой осуществляется отдельное касание (независимое от направления прямой Михельсона) только при $\vec{S}=\infty$, а между изэнтропой и прямой Михельсона — при $\vec{H}=0$.

Рассматривая линии $p=p_0$ и $V=V_0$ как частные случаи прямых Михельсона, видим, что ударная адиабата может пересекать их только по одному разу, поскольку из-за отрицательности $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_S$ на первой линии $H_V<0$, а на второй линии $H_p>0$. Из уравнений (11), (12) следует, что линия $p=p_0$ пересекается в точке, удовлетворяющей уравнению $\varepsilon(p_0,V)+p_0V=\varepsilon_0+p_0V_0$, а линия $V=V_0$ — в точке, удовлетворяющей уравнению $\varepsilon(p, V_0)=\varepsilon_0$. С помощью (11), (12) доказывается, что ударная адиабата всегда имеет асимптоту, параллельную оси p при $V<V_0$ и пересекает ось V или кривую холодного сжатия в конечной точке.

Можно показать, что в точке, где $\vec{H}=0$, ударная адиабата сама себя пересекает, а при изменении начальных параметров может отделиться ветвь ударной адиабаты, имеющая форму замкнутого кольца. Ниже следующее исследование поведения ударной адиабаты в отдельных точках, разумеется, относится и к этой ветви, однако в рассматриваемых примерах такая возможность опускается, так как, судя по экспериментальным данным, она маловероятна (обычно $H_p>0$).

Для исследования поведения ударной адиабаты в точках ее касания с изэнтропой продифференцируем уравнение (18б) по пути x вдоль ударной адиабаты:

$$\frac{d\vec{h}}{dx}=\frac{dA}{dx}\vec{s}-\frac{dB}{dx}\cdot\vec{m}+A\frac{d\vec{s}}{dx}-B\frac{d\vec{m}}{dx}. \qquad (19)$$

В обычных точках касания, где $\vec{H}$, $\vec{S}$ и $\vec{M}$ отличны от нуля и бесконечности, векторы $\vec{h}$, $\vec{s}$ и $\vec{m}$ параллельны или антипараллельны. Следовательно, из уравнения (19) можно выделить уравнение, содержащее только производные единичных векторов, так как они перпендикулярны

своим векторам. Учитывая, что в обычных точках касания $\frac{d\vec{m}}{dx}=0$, находим

$$\frac{d\vec{h}}{dx}=A\frac{d\vec{s}}{dx}. \tag{20}$$

Поскольку в обычных точках $A\neq 1$, из (20) следует, что касание между изэнтропой и ударной адиабатой не выше первого порядка. Далее нетрудно убедиться, что обе кривые обращены выпуклостью в одну сторону при $\vec{h}=\vec{s}$ и в разные стороны при $\vec{h}=-\vec{s}$. Когда $A>1$, сильнее искривлена ударная адиабата, а при $A<1$ — изэнтропа. Выразив A через компоненты векторов $\vec{H}$ и $\vec{S}$, можно увидеть, что $A>1$ в области $p>p_0$, $V<V_0$ при $\delta=1$, и в области $p<p_0$, $V>V_0$, при $\delta=-1$. Меняя знаки у δ, получим условия, при которых $A<1$.

Если в точке касания $\vec{S}=\infty$, то $\vec{h}=\vec{s}$, $\vec{A}=1$, $B=0$, $\frac{dB}{dx}=0$ (так как в окрестности этой точки $B\geqslant 0$). Следовательно, из уравнения (19) снова получается равенство (20). Поскольку в этом случае $A=1$, между ударной адиабатой и изэнтропой осуществляется касание не ниже второго порядка. Дифференцируя (19) еще раз по x, найдем, что в общем случае $\frac{d^2\vec{h}}{dx^2}\neq\frac{d^2\vec{s}}{dx^2}$, т. е. данное касание не выше второго порядка.

Применяя такой же метод к точке $p=p_0$, $V=V_0$ при $\varepsilon_0=\varepsilon(p_0, V_0)$, в которой тоже $\vec{h}=\vec{s}$, $A=1$, $B=0$, $\frac{dB}{dx}=0$, можно получить известный вывод о том, что ударная адиабата и изэнтропа в начальной точке имеют касание второго порядка [1, 2].

Используем полученные результаты для частного случая гладкой поверхности состояний, на которой δ везде положительна, за исключением небольшого участка при $p>0$ с отрицательной δ. Предположим, что $p_0=0$ и $H_p>0$. На этом частном примере будут наглядно продемонстрированы общие особенности ударных адиабат при меняющейся δ.

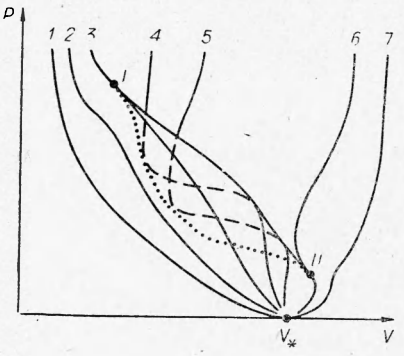

Рис. 2.

На рис. 2 изображено соответствующее данному случаю семейство ударных адиабат, относящихся к одному и тому же ε_0. Переменным параметром семейства является V_0. Согласно (11)—(13), все ударные адиабаты пересекают ось V в общей точке V_*: удельная внутренняя энергия в этой точке как раз равна ε_0.

Начальное состояние, у которого $V_0>V_*$, является метастабильным состоянием с недостатком внутренней энергии по сравнению с ее равновесным значением. Например, в таком состоянии находятся пористые тела [2, 8]. Если $V_0<V_*$, то данному состоянию соответствует избыточная по сравнению с равновесным значением внутренняя энергия. Примером веществ, находящихся в таком состоянии, являются взрывчатые вещества.

В плоскости p, V граница участка с отрицательной δ во всех своих точках касается изэнтроп. Следовательно, она должна состоять из двух кусков — верхнего и нижнего, которые касаются друг друга в крайних точках I и II. Ограниченная этими кусками часть плоскости p, V состоит из трех наложенных друг на друга листов. Для того чтобы подчеркнуть это обстоятельство, нижний кусок границы на рис. 2 изображен пунктиром, так как он «заслоняется» первым листом плоскости p, V. По этой же причине изображены пунктиром части ударных адиабат, проходящие по 2-му ($\delta=-1$) и 3-му ($\delta=1$) листам плоскости p, V. За пределами указанной границы 1-й и 3-й листы плоскости p, V непрерывно переходят друг в друга.

Все ударные адиабаты, пересекающие границу между листами, касаются ее, поскольку они имеют касание (второго порядка) с изэнтропами. Эта граница оказывает влияние на ход ударных адиабат, даже проходящих от нее поблизости, поскольку вблизи границы абсолютная величина вектора $\vec{S}$ еще очень велика, и поэтому ударные адиабаты почти касаются изэнтроп.

Из уравнения (13) следует, что с ростом V_0 ударная адиабата смещается в сторону увеличения объема при положительной и в сторону его уменьшения при отрицательной δ. С учетом всех этих замечаний и построены ударные адиабаты *1—7* (рис. 2), занумерованные в порядке возрастания начального объема. Значения V_0, соответствующие каждой из адиабат, не указаны, поскольку картина качественно не изменится при любых соотношениях между V_0 и V_*. Отметим, что в случае переменной δ на ударных адиабатах возможны участки с положительными и отрицательными значениями производной $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_S$. Другие отличия от случая всюду положительной δ [2, 8] очевидны.

Исследуем поведение ударной адиабаты в окрестности ее пересечения с границей ОРФ. Такое исследование легко провести с помощью векторных диаграмм, построенных в соответствии с уравнением (18а) на рис. 3—8. На этих рисунках ось p направлена вверх. При построении принято во внимание, что по обе стороны от границы ОРФ температура одна и та же, а векторы $\vec{M}$, согласно (15), либо одинаковы, либо отличаются только знаками. В последнем случае лучше пользоваться одним из этих векторов, и был выбран тот, которому соответствует $\delta=1$. Все величины, кроме $\vec{M}$ и T, относящиеся к однофазной области, снабжены индексом n (он равен 1 или 2 в зависимости от того, какая из границ ОРФ имеется в виду).

При $\delta=\delta_n$ начала векторов $T\vec{S}$ и $T\vec{S}_n$ помещаются в общей точке (рис. 3, 4); при $\delta_n>\delta$ начало вектора $T\vec{S}_n$ совмещается с концом вектора $T\vec{S}$ (рис. 5, 6), а при $\delta_n<\delta$, наоборот, конец вектора $T\vec{S}_n$ совмещается с началом $T\vec{S}$ (рис. 7, 8). Линия, обозначенная на рисунках буквой Γ, параллельна границе ОРФ, так как она направлена при $\delta_n=\delta$ вдоль разности векторов $\vec{S}$ и $\vec{S}_n$, а при $\delta_n\neq\delta$ — вдоль их суммы. В соответствии с формулой (8) на всех диаграммах вектор $T\vec{S}$ повернут по отношению к $T\vec{S}_n$ в отрицательном направлении, т. е. от оси V к оси p.

Если $\delta_n=\delta$, начало вектора $\frac{1}{2}\vec{M}$ совмещается с общим началом

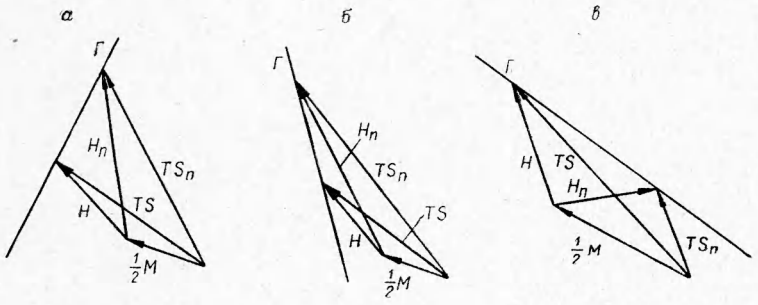

Рис. 3.

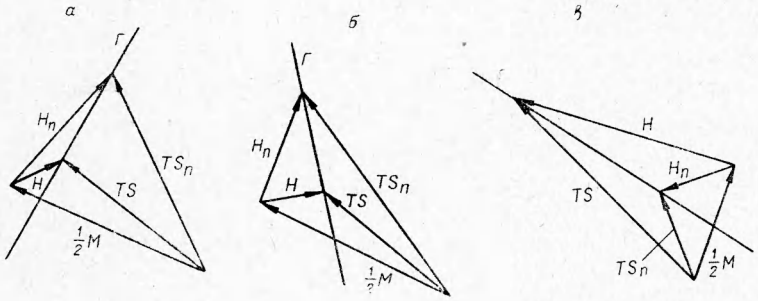

Рис. 4.

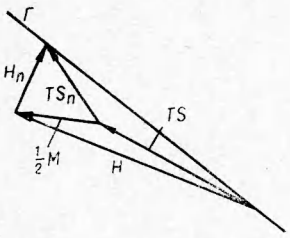

Рис. 5.

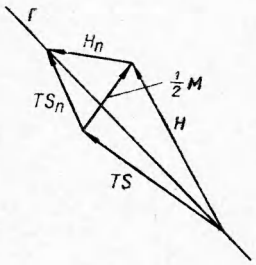

Рис. 6.

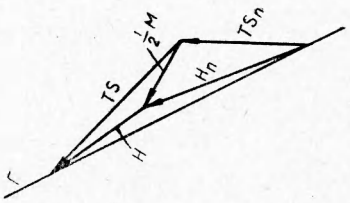

Рис. 7.

векторов $T\vec{S}$ и $T\vec{S}_n$. Если $\delta_n \neq \delta$, начало вектора $\frac{1}{2}\vec{M}$ совмещается с началом того из векторов $T\vec{S}$, которому соответствует положительная δ. Способ построения векторов $\vec{H}$ и $\vec{H}_n$ понятен из диаграммы, он базируется на уравнении (18а).

Рассмотрим различные случаи взаимного расположения указанных векторов, не принимая пока во внимание различия между рисунками, имеющими один и тот же числовой номер. Если вектор $\frac{1}{2}\vec{M}$ не пересекает линию Γ (рис. 3, 5, 7), то ударная адиабата переходит границу ОРФ в одном направлении с изэнтропой, поскольку проекции векторов $\vec{H}$ и $\vec{H}_n$ на нормаль к границе имеют одинаковые знаки с проекциями векторов $\vec{S}$ и $\vec{S}_n$ соответственно. В этом случае при переходе через границу векторы $\vec{H}$ и $\vec{S}$ скачком поворачивают в одном и том же направлении, отрицательном при входе в ОРФ и положительном при выходе из нее.

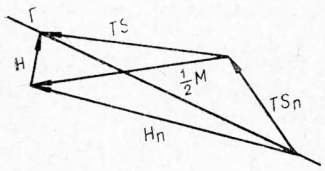

Рис. 8.

Если вектор $\frac{1}{2}\vec{M}$ пересекает линию Γ (рис. 4, 6, 8), то ударная адиабата и изэнтропа переходят границу ОРФ в разных направлениях. Следовательно, вектор $\vec{H}$ вращается при входе в ОРФ в положительном, а при выходе из нее в отрицательном направлении.

Применим полученные результаты к частным случаям. Сосредоточим внимание на области $p \geqslant p_0$, $V \leqslant V_0$. Предположим, что $\delta_n = 1$, $H_{np} \geqslant 0$, а ударная адиабата и изэнтропа в однофазной области пересекают прямую Михельсона в направлении возрастания p. В отличие от [6] на взаимное расположение этих линий в области равновесия фаз никаких ограничений не накладывается.

Условие $\delta_n = 1$ исключает из дальнейшего рассмотрения диаграммы, представленные на рис. 7 и 8. Для того чтобы удовлетворить остальным ограничениям, p-компонента вектора $\frac{1}{2}\vec{M}$ должна быть положительной и не превышать p-компоненты вектора $T\vec{S}_n$, а конец вектора $\frac{}{2}\vec{M}$ может находиться только слева от вектора $T\vec{S}_n$. Этим услови-

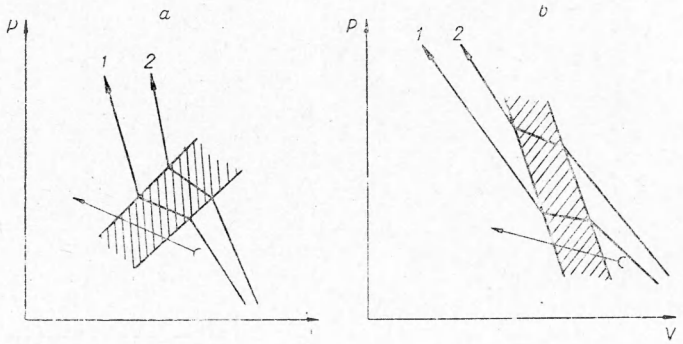

Рис. 9.

ям, очевидно, могут удовлетворить только диаграммы типа изображенных на рис. 3, *а, б, в;* 4, *а, б* и 5.

Диаграммы на рис. 3, *а*, *б* и 4, *а*, *б* соответствуют отрицательному значению критерия (10) $(S_{пр} > S_p)$. Следовательно, в случае, представленном на рис. 3, *а*, *б*, вдоль ударной адиабаты происходит «кристаллизация», а в случае, представленном на рис. 4, *а*, *б*, вдоль ударной адиабаты происходит «плавление». Соответствующие примеры хода ударных адиабат приведены на рис. 9, *а*, *б* («кристаллизация») и 10, *а, б* («плавление»). На этих рисунках представлено по паре ударных адиабат из семейства с заданными ε_0 и p_0, причем ударные адиабаты занумерованы в порядке возрастания начального объема V_0, как на рис. 2. Стрелкой на каждом рисунке, соответствующем $\delta=1$, указано общее направление изэнтроп, пересекающих ОРФ (заштрихована при $\delta=1$).

Диаграмма, представленная на рис. 4, *в*, соответствует положительному значению критерия (10). Следовательно, в этом случае вдоль ударной адиабаты происходит «плавление». Пример расположения ударных адиабат в плоскости p, V для данного случая приводится на рис. 10, *в*.

Случаю, представленному на рис. 5, соответствует «плавление» вдоль ударной адиабаты с уменьшением удельного объема. Это следует

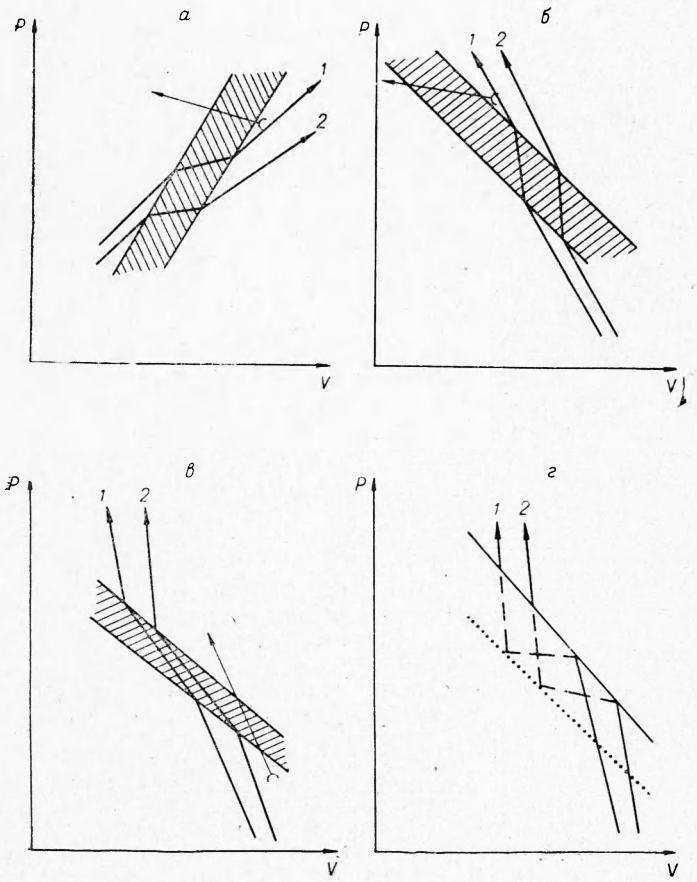

Рис. 10.

из положительности критерия (10) и одинакового направления хода ударной адиабаты и изэнтропы через ОРФ (рис. 10, *г*). Обращает на себя внимание большое сходство по форме между ударными адиабатами *4*, *5*, изображенными на рис. 2, и ударными адиабатами, представленными на рис. 10, *г*. Это обусловлено тем, что в обоих случаях каждая ударная адиабата дважды пересекает границу между листами плоскости p, V. Иными словами, ОРФ можно формально рассматривать как частный случай области с отрицательной δ.

При использовании полученных результатов в анализе экспериментальных данных по ударной сжимаемости веществ следует иметь в виду, что сделанные выводы, строго говоря, применимы только к случаям, когда вещество за ударной волной испытывает объемное сжатие и находится в состоянии термодинамического равновесия. С некоторыми оговорками эти выводы можно распространить на случай метастабильного состояния вещества за ударной волной и одноосного сжатия. В частности, от данного метастабильного состояния требуется, чтобы оно существовало значительно дольше времени ударного сжатия в эксперименте.

Для того чтобы процесс измерения относился именно к конечному состоянию вещества за ударной волной, необходимо потребовать, чтобы время релаксации в ударной волне было значительно меньше времени ударного сжатия. При наличии пластических течений, неравновесного фазового перехода, химической реакции или турбулентности в ударной волне (последняя может, например, вызываться пористостью образца) время релаксации включает в себя и время затухания этих процессов.

Участки экспериментальной ударной адиабаты, не относящиеся к равновесному (или метастабильному) состоянию вещества за ударной волной, естественно, не обязаны следовать выводам настоящей работы. Кроме того, в отличие от равновесных участков они должны быть чувствительными к механической или химической структуре исходного вещества, которые влияют на отношение времени протекания указанных выше процессов в ударной волне ко времени ударного сжатия. В качестве факторов, относящихся к механической структуре образца, можно указать, например, размер образца, который определяет время измерения параметров в ударной волне, а также размер и форму зерен в пористых образцах, влияющие на возникновение и время затухания пластических течений, химической реакции и турбулентности.

В заключение автор выражает горячую благодарность Г. А. Ададурову, А. Н. Дремину и С. В. Першину за плодотворные дискуссии и ценные советы при написании статьи.

Поступила в редакцию
22/III 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1954.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. «Наука», 1966.
3. Д. Б. Балашов. ЖФХ, 1966, **40**, 12, 2937.
4. А. Н. Дремин, Г. А. Ададуров. Докл. АН СССР, 1959, **128**, 2.
5. B. Bancroft, E. Peterson, S. Minshall. J. Appl. Phys., 1956, **27**, 291.
6. Н. М. Кузнецов. Докл. АН СССР, 1964, **155**, 1, 156.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статическая физика. Гостехиздат, 1951.
8. С. Б. Кормер, А. И. Фунтикова и др. ЖЭТФ, 1961, **42**, 686.