О СУЩЕСТВОВАНИИ СКАЧКА СКОРОСТИ ЗВУКА В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ

И. И. Новиков

(Москва)

На кривой фазового равновесия «жидкость — насыщенный пар», как известно, термодинамические величины, в частности энтропия и объем, а также некоторые производные термодинамических величин претерпевают скачок. В критической точке термодинамические величины не испытывают скачка, однако их производные могут изменяться при переходе из области однородного состояния вещества в область двухфазного состояния или обратно скачкообразно. В работе рассматривается характер изменения значения скорости звука при переходе через критическую точку; заметим при этом, что если относительно всех других точек кривой фазового равновесия в литературе имеются указания на скачкообразное изменение скорости звука, то в отношении критической точки подобной ясности не существует. По-видимому в большинстве случаев считается, что скорость звука при переходе через критическую точку изменяется непрерывно, т. е. без скачка.

Покажем, что это предположение неверно, т. е. скорость звука при переходе через критическую точку из области однородного состояния вещества в двухфазную область (или обратно) изменяется скачком, претерпевая в критической точке разрыв.

Действительно, скорость звука c равняется

$$c = \sqrt{-gv^2\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_S} \tag{1}$$

причем согласно известным термодинамическим соотношениям

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_S = \frac{c_p}{c_v}\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T, \qquad c_p = c_v - T\,\frac{(\partial p\,/\,\partial T)_v{}^2}{(\partial p\,/\,\partial v)_T} \tag{2}$$

В критической точке имеем

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0, \qquad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{dp_s}{dT} \tag{3}$$

Будем величины, относящиеся к критической точке, обозначать индексом $_*$ снизу. Скорость звука в критической точке снизу C_*^- (т. е. при подходе к критической точке из области двухфазных состояний вещества) будет равна

$$c_*^- = \sqrt{\frac{gv_*^2T_*}{c_{v_*}^-}\left(\frac{dp_s}{dT_*}\right)^2} \tag{4}$$

Скорость звука в критической точке сверху c_*^+, т. е. при подходе к критической точке из области однородных состояний вещества, будет равна

$$c_*^+ = \sqrt{\frac{gv_*^2T_*}{c_{v_*}^+}\left(\frac{dp_s}{dT_*}\right)^2} \tag{5}$$

Из полученных выражений для c_* можно найти значение скачка скорости звука или, что удобнее, скачка величины $1\,/\,c^2$. В результате получим

$$\left(\frac{1}{c_*^2}\right)^- - \left(\frac{1}{c_*^2}\right)^+ = \frac{c_{v_*}^- - c_{v_*}^+}{gv_*^2T_*\,(dp_s\,/\,dT_*)^2} \tag{6}$$

Здесь $c_{v*}^- - c_{v*}^+$ — скачок теплоемкости c_v в критической точке; он равняется [1]

$$c_{v*}^- - c_{v*}^+ = -3T_*\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T_*\partial v_*}\right)^2 \Big/ \left(\frac{\partial^3 p}{\partial v_*^3}\right)_T$$

Соответственно

$$\left(\frac{1}{c_*^2}\right)^- - \left(\frac{1}{c_*^2}\right)^+ = -3\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T_*\partial v_*}\right)^2 \Big/ gv_*^2\left(\frac{dp_s}{dT_*}\right)^2\left(\frac{\partial^3 p}{\partial v_*^3}\right)_T \tag{7}$$

Так как

$$\left(\frac{\partial^3 p}{\partial v_*^3}\right)_T < 0$$

то правая часть этого равенства положительна и, следовательно,

$$c_*^- < c_*^+$$

Другими словами, при переходе через критическую точку из области однородного состояния вещества в двухфазную область скорость звука уменьшается скачком.

Скачок скорости звука на кривой фазового равновесия может быть измерен на опыте, в частности, способ, описанный в работе [2], позволяет измерять скорость c^-, а в работе [3] величину скорости c^+ и c^-. Определив на опыте величину скачка скорости звука в критической точке, можно при помощи соотношения (6) вычислить величину скачка теплоемкости c_v в критической точке, а также значение производной $(d^3d/\partial v_*{}^3)_T$. Таким образом, измерение скорости звука может дать ценные сведения о свойствах вещества в критической точке.

Поступила 15 II 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. Кричевский П. Р., Хазанова Н. Е. Критические явления. ЖФХ, 1955, т. 29, № 6.
2. Авдонин В. И., Новиков И. И. Скорость звука на кривой фазового равновесия пар-жидкость. Скорость звука в насыщенном водяном паре. ПМТФ, 1960, № 1.
3. Новиков И. И., Трелин Ю. С. Скорость звука на кривой фазового равновесия пар-жидкость. Скорость распространения звука в насыщенных парах двуокиси углерода. ПМТФ, 1960, № 2.

О ВОЗНИКНОВЕНИИ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ

М. А. Цикулин

(Москва)

Воздушная ударная волна, которая образуется при подводном взрыве над поверхностью воды, исследовалась ранее экспериментально [1]. Авторы работы [1] установили, что зависимость давления воздушной ударной волны от расстояния до эпицентра взрыва вблизи поверхности воды в практически важном диапазоне ($r/r_0 < 100$ где r — расстояние от эпицентра взрыва, r_0 — радиус заряда) отвечает цилиндрической симметрии явления, связанной с вертикальным подъемом водяного купола. Преломленная волна в воздухе, образующаяся в результате выхода ударной волны в воде на свободную поверхность, имеет очень малую амплитуду и не рассматривается. Возникновение ударной волны в воздухе связывается с движением выброшенной взрывом воды — водяного купола. При небольшом заглублении заряда (меньше 3—4 r_0) поверхность воды имеет начальную скорость, значительно превышающую скорость звука в воздухе, и может служить источником ударной волны.

На начальной стадии подъема купол представляет собой сплошной слой воды [2], поэтому ударная волна при подводном взрыве аналогична ударной волне, образующейся около тел, двигающихся в газе со сверхзвуковой скоростью. Такая аналогия в данном конкретном случае справедлива, по-видимому, как первое приближение.

Представляет интерес применить к явлению возникновения воздушной ударной волны при подводном взрыве результаты, которые получены при исследовании параметров ударной волны, образующейся около тупоносых тел, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа [3]. Действие переднего тупого конца тела эквивалентно действию цилиндрического взрыва. Параметры ударной волны определяются характерным масштабом цилиндрического взрыва λ. Для случая движения в воздухе тела с головкой, близкой по форме к полусферической

$$\lambda = Md \tag{1}$$

где M — число Маха набегающего потока, d — диаметр тела.

Избыточное давление на фронте волны Δp определяется эмпирической формулой

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{0.24}{\xi^2} + \frac{0.48}{\xi^{3/4}} \qquad \left(\xi = \frac{r}{\lambda}\right) \tag{2}$$

Здесь p_0 — давление невозмущенного газа.

При обтекании осесимметричных тел потоком газа с большой сверхзвуковой скоростью соблюдается закон плоских сечений, из которого следует, что в каждой плоскости, перпендикулярной оси тела, процесс происходит независимо и соответствует