

СКОРОСТЬ ЗВУКА НА КРИВОЙ ФАЗОВОГО РАВНОВЕСИЯ  
ПАР — ЖИДКОСТЬ

СКОРОСТЬ ЗВУКА В НАСЫЩЕННОМ ВОДЯНОМ ПАРЕ

*В. И. Авдонин, И. И. Новиков*

(Москва)

**§ 1. Предварительные замечания.** Фазовые превращения, происходящие в потоке вещества, придают процессу течения ряд своеобразных особенностей.

При течении, например, насыщенного пара, когда вследствие неравновесного характера изменения термодинамического состояния имеет место задержка конденсации и обусловленный ею переход пара в переохлажденное (пересыщенное) состояние, в сверхзвуковом потоке образуются прямые скачки уплотнения особого рода (названные по причине того, что они сопровождаются конденсацией пара, конденсационными скачками), характеризующиеся тем, что скорость течения после скачка является сверхзвуковой, а не дозвуковой, как в обычном скачке.

С другой стороны, в сверхзвуковом потоке влажного пара могут, по видимому, возникать скачки разрежения, которые в обычных условиях, как известно, образовываться не могут [1].

Следующая особенность течения насыщенных и влажных паров состоит в том, что даже при сравнительно малых давлениях оказываются несправедливыми формулы, относящиеся к потоку идеального газа. Это будет вполне ясно, если сопоставить величину отношения теплоемкостей  $c_p/c_v$  (равного в случае идеального газа показателю адиабаты  $\kappa$ ) с значением, которое нужно приписать показателю адиабаты <sup>1</sup>, чтобы получить правильную величину скорости и секундного расхода пара. Так, для водяного пара на кривой насыщения отношение теплоемкостей  $c_p/c_v$  при температурах 160, 180, 260° С равняется соответственно 1.39, 1.42, 1.9, а показатель адиабаты  $\kappa$ , вычисленный по экспериментальным данным о скорости звука, в насыщенном водяном паре близок к 1.25.

Если принять во внимание переход насыщенного пара в результате расширения при течении в пересыщенный и рассматривать последний как неконденсирующийся ван-дер-ваальсовский газ, то для показателя адиабаты получается значение  $\kappa$ , большее чем в случае идеального состояния, и значительно превышающее действительное значение его. Из этого, между прочим, следует, что наблюдаемое различие в значениях  $\kappa$  может быть объяснено лишь особенностями распространения звука в среде, способной к фазовым превращениям.

Для анализа процессов течения насыщенных и влажных паров и, в частности, расчета истечения паров через сопла совершенно необходимо знать такую важную газодинамическую величину, какой является скорость звука. Между тем, в литературе отсутствуют сколько-нибудь надежные данные относительно скорости распространения звука в насыщенных и влажных парах. Даже по такому сравнительно хорошо изучен-

<sup>1</sup> Показатель адиабаты  $\kappa$  равен по определению

$$-(V/p)(\partial p/\partial V)_s$$

ному веществу, как вода, имеются всего лишь четыре точки; одна из них относится к состоянию насыщенного пара при  $0^\circ \text{C}$  и получена Массоном в 1857 г.; три другие относятся к температурам 110, 120 и  $130^\circ \text{C}$  и принадлежат Трейтцу (1903 г.).

В связи с указанным, нами был поставлен ряд исследований как по выяснению механизма распространения звуковых волн в насыщенных и влажных парах, так и по измерению скорости звука на кривой фазового равновесия «пар — жидкость».

**§ 2. Скорость звука в насыщенном и влажном паре.** Если предположить, что прохождение звуковой волны в насыщенном или влажном паре сопровождается фазовыми переходами (т. е. принять, что производимые звуковой волной сжатия и разрежения вызывают испарение и конденсацию вещества), то, исходя из основных термодинамических соотношений, легко получить теоретические формулы для скорости звука в насыщенном и влажном паре. Выражение для скорости распространения звука во влажном паре при любой степени сухости  $x$  его, в том числе и на пограничной кривой фазового равновесия, т. е. при  $x = 1$  и  $x = 0$  было впервые найдено одним из авторов настоящей статьи [2]. Согласно этим формулам, скорость звука в насыщенном паре при сравнительно небольших давлениях, когда на кривой насыщения приближенно удовлетворяется уравнение Клапейрона — Менделеева, равна

$$c = \left( \frac{gpV}{1 - \frac{pV}{r} \left[ 2 - \frac{T}{r} \left( c_p' + \frac{dr}{dT} \right) \right]} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

Здесь  $p$  — давление,  $V$  — удельный объем пара,  $r$  — удельная теплота парообразования,  $c_p'$  — теплоемкость жидкости при  $p = \text{const}$  на пограничной кривой.

Во влажном паре, степень сухости которого есть  $x$ , скорость звука в тех же предположениях равняется

$$c = \left( \frac{gpV}{1 - \frac{pV}{r} \left[ 2 - \frac{T}{rx} \left( c_p' + x \frac{dr}{dT} \right) \right]} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

Позже в книге Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [3] была приведена формула для скорости звука в насыщенном паре

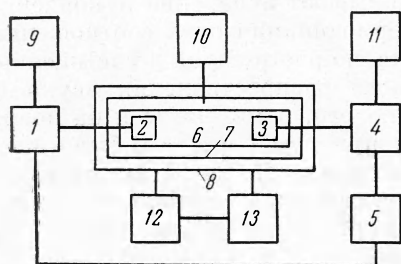
$$c = \left( \frac{gRT}{1 - \frac{RT}{r} \left( 2 - \frac{T}{r} c_p'' \right)} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

Если учесть, что при сравнительно малых давлениях  $pV = RT$ , теплоемкость пара  $c_p''$  при  $p = \text{const}$  на пограничной кривой приближенно равна  $c_p' + dr/dT$ , то будет ясно, что формула (2.3) вполне совпадает с формулой (2.1).

Согласно Ландау и Лифшицу, на кривой насыщения численное значение скорости звука претерпевает скачкообразное изменение, уменьшаясь при переходе из области перегретого пара в область двухфазных состояний вещества. В связи с этим уместно отметить, что формула (2.1) дает значение скорости звука на кривой насыщения при подходе к этой кривой слева, т. е. из области влажного пара.

Для получения надежных данных о скорости распространения звука на кривой фазового равновесия и проверки теоретической формулы (2.1) была измерена скорость звука в насыщенном водяном паре. Выбор водяного пара в качестве объекта исследования, несмотря на связанное с этим усложнение экспериментов, был обусловлен практической важностью получения указанных данных.

**§ 3. Описание эксперимента.** Чтобы исключить какое-либо влияние дисперсии звука, измерение скорости звука проводилось на частотах от 500 до 1000 *гц*. В основу измерения был положен метод стоячих звуковых волн, образующихся в цилиндрической акустической трубе. Внутри трубы, у концов ее за диафрагмами располагались динамик и микрофон. Акустическая труба помещалась в специальный автоклав и заполнялась насыщенным водяным паром. Излучаемые динамиком звуковые колебания воспринимались микрофоном и преобразовывались в электрические колебания, которые после усиления подавались для наблюдения на осциллограф.



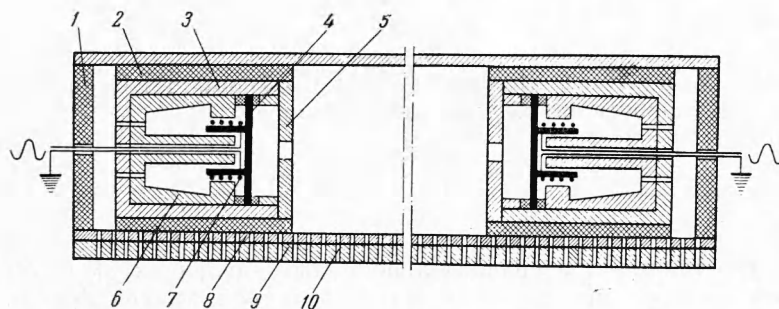
Фиг. 1. Блок-схема. 1 — генератор звуковой частоты, 2 — динамик, 3 — микрофон, 4 — усилитель, 5 — осциллограф, 6 — акустическая труба, 7 — автоклав, 8 — термостат, 9 — пересчетное устройство, 10 — потенциометр, 11 — катодный вольтметр, 12 — блок питания термостата, 13 — регулятор температуры

Максимум наведенной э.д.с соответствует тому случаю, когда на участке трубы  $L$  между динамиком и микрофоном укладывается целое число полуволн. Изменяя известным образом частоту  $\nu$  звуковых колебаний из условия

$$L = \frac{n}{2} \frac{c}{\nu} \quad (3.1)$$

можно определить скорость звука  $c$ .

Общая блок-схема установки, а также устройство акустической трубы показаны на фиг. 1 и 2.



Фиг. 2. Акустическая труба (звуковой интерферометр): 1, 2 — звуковая изоляция, 3 — стакан, 4 — мембрана, 5 — диафрагма, 6 — постоянный магнит, 7 — катушка динамика (микрофона), 8 — цилиндрическая труба, 9 — гребень, 10 — отверстия для заполнения акустической трубы паром

Измерения скорости звука в водяном паре производились при различной площади свободного зеркала воды в автоклаве; влияния последнего на скорость звука обнаружено не было.

Контрольные измерения скорости звука в воздухе, азоте, кислороде и углекислом газе, а также анализ возможных ошибок опыта показали, что общая погрешность измерения не превышает 1%.

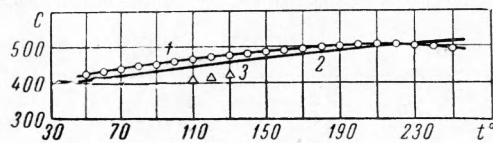
Опыты производились при температурах от 50 до 250° С (что соответствует давлению насыщенного пара от 0.1 до 40 *ата*) через каждые 10°.

**§ 4. Обсуждение результатов.** Приведем значения скорости звука в насыщенном водяном паре, полученные при измерениях, а также соответствующие значения показателя адиабаты  $\kappa$ .

$t^\circ, C =$	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150
$c, м/сек =$	425	432	439	446	453	460	466	472	478	483	488
$\kappa =$	1.22	1.22	1.23	1.23	1.24	1.25	1.25	1.26	1.27	1.27	1.27
$t^\circ, C =$	160	170	180	190	200	210	220	230	240	250	
$c, м/сек =$	492	496	500	503	505	506	505	503	500	495	
$\kappa =$	1.28	1.28	1.28	1.29	1.29	1.29	1.28	1.27	1.25	1.23	

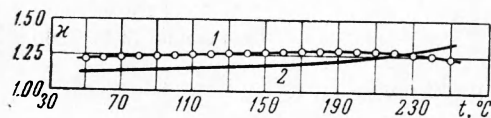
Согласно этим данным на фиг. 3 построена экспериментальная кривая, которая оказалась достаточно гладкой. Данные о скорости звука в насыщенном водяном паре в столь широком диапазоне температур и с такой степенью точности получены впервые.

Фиг. 3. Скорость  $c$  м/сек звука в насыщенном водяном паре в зависимости от температуры  $t^\circ C$ : 1 — экспериментальная, 2 — теоретическая, 3 — экспериментальные точки Трейтца



Из фиг. 3 видно, что измерения Трейтца, относящиеся к температурам 110, 120 и 130° C, дают заниженные значения скорости звука и едва ли могут считаться достоверными.

На фиг. 3 нанесена также теоретическая кривая для скорости звука в насыщенном водяном паре, построенная на основании формулы (2.1); кривые практически совпадают; расхождение между ними не превышает 3—4%. Таким образом, формула (2.1) хорошо подтверждается опытом.



Фиг. 4. Значения показателя адиабаты  $\kappa$  насыщенного водяного пара в зависимости от температуры  $t^\circ C$ : 1 — экспериментальные, 2 — теоретические

На фиг. 4 построена экспериментальная кривая для показателя адиабаты  $\kappa$  насыщенного пара, полученная путем пересчета замеренных значений  $c$ , а также теоретическая кривая, полученная на основании формулы (4.1)

$$\kappa = \frac{1}{i - \frac{pV}{r} \left[ 2 - \frac{T}{r} \left( c_p' + \frac{dr}{dT} \right) \right]} \quad (4.1)$$

На основании полученных значений  $\kappa$  можно заключить, что распространенная формула Цейнера, согласно которой показатель адиабаты влажного водяного пара равняется

$$\kappa = 1.035 + 0.1 x$$

является неправильной. Из формулы Цейнера следует, что для насыщенного водяного пара  $\kappa$  имеет постоянное значение, равное 1.135, на самом же деле  $\kappa$  является медленной функцией температуры и имеет значение, близкое в среднем к 1.25.

Представляет практический интерес сопоставить далее полученные из настоящих опытов значения  $\kappa$  с данными по истечению насыщенного водяного пара через сопла. Как известно, выражение для количества пара, протекающего через единичное поперечное сечение сопла в единицу

времени, состоит из числового множителя (коэффициента истечения  $\chi$ ) и величины  $\sqrt{p_0/V_0}$ . Коэффициент истечения зависит от показателя адиабаты и является сравнительно медленной функцией  $\kappa$ ; поэтому, несмотря на то, что при истечении пара показатель адиабаты несколько меняется от входного сечения сопла до критического, все же, без большой погрешности (особенно если критический перепад давлений невелик) можно считать  $\kappa$  постоянной величиной, равной, например, при истечении насыщенного пара значению  $\kappa$  на кривой насыщения (или при температуре в критическом сечении).

Истечение насыщенного водяного пара через сопла было исследовано Бендеманом [4] и в более позднее время Бинни и Вудсом [5]. Их данные приводятся в таблице; там же приводятся вычисленные с помощью формулы (4.1) значения коэффициента истечения  $\chi$  и критического отношения давлений  $\beta$ .

Начальное состояние пара		Коэффициент истечения $\chi$		Критическое отношение давлений $\beta$	
$p_0$ , ата	$t$ , °C	опытное значение	вычисленное значение	опытное значение	вычисленное значение
8.0	170	202.6	203	—	—
3.5	138	200.8	201	—	—
1.47	115.5	—	—	0.566	0.57

Как видно из сопоставления измеренных на опыте значений коэффициента истечения и критического отношения давлений с вычисленными на основании формулы (4.1) значениями их, совпадение является достаточно хорошим.

Интересно отметить также, что Бинни и Вудс на основании своих опытов пришли к заключению, что при низких начальных давлениях (порядка 1 ата) показатель адиабаты насыщенного водяного пара должен иметь значение 1.22. Этот вывод вполне согласуется с нашими результатами.

Поступила 22 IV 1960

#### ЛИТЕРАТУРА

- Новиков И. И. О существовании ударных волн разрежения, ДАН СССР, 1948, LIX, № 9, стр. 1545.
- Новиков И. И. Показатель адиабаты насыщенного и влажного пара, ДАН СССР, 1948, LIX, № 8; стр. 1425.
- Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред, 1953, Гос. тех. издат. стр. 304—306.
- Bendemann F. Über den Ausfluss des Wasserdampfes und über Dampfmenngemessung. Mitteil. u. Forschungsarbeiten, 1907, Heft 37, s. 1—64.
- Binnie A. a. Woods M. The pressure distribution in a convergent-divergent steam nozzle. The Inst. Mech. Eng. Proc., 1938, vol. 138, p. 229.