

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

И. И. НОВИКОВ

ПОКАЗАТЕЛЬ АДИАБАТЫ НАСЫЩЕННОГО И ВЛАЖНОГО ПАРА

(Представлено академиком М. В. Кирпичевым 17 I 1948)

Значение показателя адиабаты определяется в общем виде уравнением

$$k = - \frac{V}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_s, \quad (1)$$

имеющим силу как для постоянного газа, так и для влажного пара. В этом уравнении p представляет собой давление пара, V — удельный объем пара, равный

$$V = xv + (1-x)v', \quad (2)$$

и S — энтропию 1 кг пара, равную

$$S = \int \frac{c'}{T} dT + x \frac{r}{T} + S_0 \quad (3)$$

(здесь v — удельный объем сухого насыщенного пара, v' — удельный объем жидкой фазы, x — степень сухости пара, r — скрытая теплота парообразования, $c' = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{x=0}$ — удельная теплоемкость при $x=0$, равная с большой степенью приближения теплоемкости жидкости c'_p при $p = \text{const}$).

Производная $\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_s$ может быть вычислена из условия равенства dS нулю:

$$dS = \left(\frac{c'}{T} - \frac{xr}{T^2} + \frac{x}{T} \frac{dr}{dT} \right) dT + \frac{r}{T} dx = 0 \quad (4)$$

с помощью уравнения Клапейрона — Клаузиуса

$$\frac{dp}{dT} = \frac{r}{T(v-v')} \quad (5)$$

и уравнения для упругости насыщенных паров, которое мы возьмем в форме ван-дер-Ваальса:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{fT_{кр}}{T^2} p. \quad (6)$$

Величина f является в общем случае функцией температуры. Так, например, для водяного пара в области температур от 0 до 300° С,

где можно пренебрегать объемом v' по сравнению с v ,

$$\frac{1}{fT_{кр}} = 2,2 \cdot 10^{-4} - 0,032 \cdot 10^{-8} (T - 593)^2. \quad (7)$$

В критической точке f имеет для всех веществ примерно одинаковое значение: $f_{кр} = 7$.

Из уравнений (4), (5), (6) после несложных преобразований, в предположении, что вся сконденсировавшаяся жидкость находится в виде взвешенных в паровой фазе капель, находим

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s = \frac{1}{1 - \frac{v'}{V}} \frac{1}{1 - \frac{T}{fT_{кр}} \left(2 - \frac{c'T}{xr}\right) + \frac{T^2}{f^2 T_{кр}} \frac{df}{dT} - \frac{T^2}{x(v-v')fT_{кр}} \frac{dv'}{dT}}$$

Показатель адиабаты влажного пара будет поэтому

$$k = \frac{1}{1 - \frac{v'}{V}} \frac{1}{1 - \frac{T}{fT_{кр}} \left(2 - \frac{c'T}{xr}\right) + \frac{T^2}{f^2 T_{кр}} \frac{df}{dT} - \frac{T^2}{x(v-v')fT_{кр}} \frac{dv'}{dT}}. \quad (8)$$

Из уравнения (8) следует, что k является функцией температуры T и степени сухости пара x . В критической точке

$$T = T_{кр}, \quad v = v', \quad c' \rightarrow \infty, \quad \frac{dv'}{dT} \rightarrow \infty, \quad r \rightarrow T_{кр} (v - v')_{кр} \frac{dp}{dT_{кр}}.$$

Раскрыв в уравнении (8) неопределенность, получим

$$k_{кр} = \frac{T_{кр} v_{кр}}{c_{vкр} \rho_{кр}} \frac{dp}{dT_{кр}} = \frac{f_{кр}^2}{c_{vкр}} \frac{\rho_{кр} v_{кр}}{T_{кр}}. \quad (8^1)$$

По закону соответственных состояний $\mu \frac{\rho_{кр} v_{кр}}{T_{кр}}$ (μ — молекулярный вес) имеет для всех веществ примерно одинаковое значение, равное в среднем $0,3 \mu R$. Поэтому

$$k_{кр} C_{vкр} = 30, \quad (8^2)$$

т. е. в критической точке произведение из значения показателя адиабаты на молекулярную теплоемкость при $v = \text{const}$ есть величина постоянная для всех веществ.

Из уравнения (8²) следует, что при $C_{vкр} > 30$ $k_{кр} < 1$. Уравнение (8²) может быть переписано также в виде:

$$a_{кр}^2 \frac{C_{vкр}}{T_{кр}} \approx 9gR, \quad (8^3)$$

где $a_{кр}$ — значение скорости звука в критической точке, R — газовая постоянная, отнесенная к 1 кг газа.

При температурах, меньших $T_{кр}$, в уравнении (8) можно пренебречь объемом жидкой фазы v' и производной dv'/dT так, что k будет равно

$$k = \frac{1}{1 - \frac{T}{fT_{кр}} \left(2 - \frac{c'T}{xr}\right) + \frac{T^2}{f^2 T_{кр}} \frac{df}{dT}}. \quad (8^4)$$

При низких температурах, когда насыщенные пары удовлетворяют уравнению Клапейрона $p v = RT$,

$$k = \frac{1}{1 - \frac{RT}{r} \left(2 - \frac{c'T}{xr} \right) + \frac{RT^2}{r^2} \frac{dr}{dT}} \quad (8^5)$$

Из уравнений (8) — (8⁵) следует, что с увеличением температуры показатель адиабаты влажного пара возрастает (от значения $k=1$ при $T=0^\circ \text{K}$), достигает при некотором значении T максимальной величины, а затем убывает, принимая для некоторых веществ значения, меньшие единицы. На рис. 1 представлен ход зависимости k от температуры для насыщенного водяного пара согласно теоретическому уравнению (8). Часть теоретической кривой, вычерченная сплошной

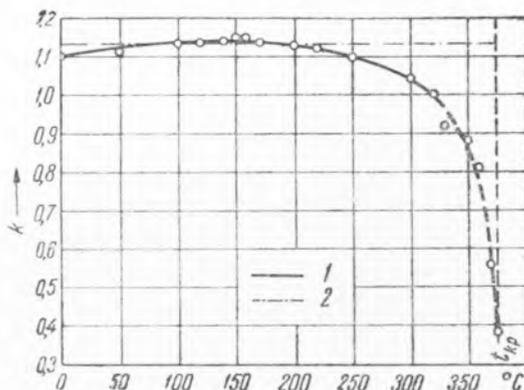


Рис. 1. Насыщенный пар H_2O . 1 — теоретические значения k ; 2 — значения k по Цейнеру; точки — экспериментальные значения k

линией, построена на основании уравнений (8⁴) и (7). На чертеже нанесены также значения k , вычисленные по опытным данным для p, v, v', s, s' , насыщенного водяного пара и воды*, взятым нами из (1). Из рис. 1 видно, что до температуры 320°C с высокой степенью точности удовлетворяется уравнение (8⁴), в котором f берется по формуле (7).

Укажем в заключение, что предложенная более 60 лет тому назад и имеющая распространение до сих пор эмпирическая формула Цейнера

$$k = 1,035 + 0,1x$$

ни в какой мере не отражает действительной зависимости k и, как видно из рис. 1, может применяться только в узкой области температур.

Военно-морская академия
кораблестроения и вооружения
им. А. Н. Крылова

Поступило
17 I 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

* М. П. Вукалович, Термодинамические свойства водяного пара. Таблицы и диаграммы, М.—Л., 1946.

* k вычислялось по уравнению (1) в форме $k = \frac{\log p_1/p_2}{\log V_2/V_1}$ при интервале состояний 1—2 в 1°C . V_2 определялось по уравнению (2) из условия $S = xs + (1-x)s' = \text{const}$.