

Teploenergetika  
(1958) 7, S. 26/30

Kazavčinskij, Ja.Z., Dr. d. techn. Wiss., Katche, O.I., Ing. (Odesskij institut inženerov morskogo flota) (Marine-Ingenieurinstitut Odessa)

EINE ZUSTANDSGLEICHUNG FÜR WASSERDAMPF

Es wird eine Zustandsgleichung für Wasserdampf angeführt, die sich für die Berechnung der thermischen und kalorischen Größen von der Null-Dichte bis zu zwei kritischen Dichten in einem weiten Temperaturänderungsbereich eignet.

Als Grundlage für die Aufstellung einer Zustandsgleichung für Wasserdampf nach dem in [L. 1] dargelegten Verfahren dienten thermische (Bezugswerte) Stützwerte, die mittels graphoanalytischer Koordinierung der Versuchswerte [L. 2 - 6] nach Isochoren- und Isothermenschnitten gewonnen wurden.

Die vorgeschlagene Zustandsgleichung in dimensionslosen Koordinaten kann in der allgemeinen Form wie folgt geschrieben werden:

, (1)

wobei  $\sigma = \frac{pV}{RT_k}$  - der dimensionslose Komplex ist;  $\alpha_0(\omega)$  und  $\alpha_1(\omega)$

nur Funktionen der reduzierten Dichte  $\omega = \frac{v_k}{v}$  sind, die Be-

standteile des linearen Teils  $\alpha_0 + \alpha_1 \tau$  der Gleichung (1) sind;

$\Theta$  - der nichtlineare (krummlinige) Teil der Gleichung (1) ist, der mit einer Vergrößerung der Temperatur stetig (monoton) abnimmt und sowohl von der reduzierten Dichte  $\omega$  als auch von der reduzierten Temperatur  $\tau = \frac{T}{T_k}$  abhängt.

Wie in vorhergehenden Untersuchungen festgestellt wurde [L. 1],

kann der nichtlineare Teil  $\Theta$  für viele Stoffe mit hinreichender Genauigkeit in Form des Produkts zweier Funktionen mit getrennten Veränderlichen dargestellt werden, d.h.

, (2)

wobei  $\beta(\omega)$  - nur eine Funktion von  $\omega$  ist;  $\psi(\tau)$  - eine stetig fallende Funktion der reduzierten Temperatur ist.

Wie ähnliche Untersuchungen ergaben, kann der nichtlineare Teil der Zustandsgleichung für Wasserdampf mit für praktische Zwecke ausreichender Genauigkeit ebenfalls in der Form (2) dargestellt werden.

Somit erhält die Zustandsgleichung für Wasserdampf endgültig das folgende Aussehen:

. (3)

Die Funktionen  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$ ,  $\beta$  und  $\psi$ , von denen jede nur von einer Veränderlichen abhängt, können als die Elementarfunktionen der Zustandsgleichung bezeichnet werden, und das Problem der Aufstellung einer Gleichung für Wasserdampf läuft folglich auf die Auffindung von vier Elementarfunktionen hinaus, von denen drei ( $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  und  $\beta$ ) nur von  $\omega$  abhängen und die vierte ( $\psi$ ) - nur von  $\tau$  abhängig ist.

Die Elementarfunktionen  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  und  $\beta$  werden wir in Form von Potenzpolynomen von  $\omega$  suchen, was der theoretisch am besten begründeten Virialform der Zustandsgleichung für ein reales Gas entspricht.

Im Gegensatz zu dem in [L. 1] dargelegten Verfahren der Auffindung der Temperaturfunktion  $\Theta$ , bei dem sie auf Grund der Analyse der charakteristischsten Isochorenschnitte der Zustandsfläche ermittelt wird, wurde in der vorliegenden Arbeit die Funktion  $\Theta$  durch eine genaue Untersuchung des zweiten Virialkoeffizienten gefunden. Die Werte dieses Koeffizienten bei verschiedenen Temperaturen wurden mit ausreichender Genauigkeit graphisch bestimmt. Anschließend wurde

durch das Grenzübergangsverfahren [L. 1] der nichtlineare Teil des zweiten Virialkoeffizienten ausgesondert, der überaus genau durch folgenden Ausdruck analytisch dargestellt werden kann:

(4)

Berücksichtigt man die Struktur des nichtlinearen Teils der Gleichung (3) und zieht die Virialform der Zustandsgleichung in Betracht, so kann die Temperaturfunktion  $\psi$  der Gleichung (3) mit Genauigkeit bis zum konstanten Faktor (Multiplikator) in der Form

(5)

dargestellt werden.

Die Aussonderung der Elementarfunktionen  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  und  $\beta$  auf Grund der thermischen Stützwerte kann bei der schon gefundenen Temperaturfunktion  $\psi$  entweder tabellarisch mit nachfolgender analytischer Darstellung durchgeführt werden oder unmittelbar analytisch aus den Isothermengleichungen. Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen bestätigten, daß die analytische Bestimmung der Elementarfunktionen aus den Isothermengleichungen (deren Anzahl gleich der Zahl der elementaren Volumenfunktionen ist) gewisse Vorteile hat. Zu diesem Zweck wurden die Gleichungen dreier Isothermen (der kritischen, 450° und 550°C) in Form von Polynomen nach Potenzen von  $\omega$  aufgestellt, deren Koeffizienten mit Hilfe des Verfahrens der kleinsten Fehler-Quadrate auf Grund der Stützwerte bestimmt wurden.

Durch Kombination der gewonnenen Gleichungen der drei Isothermen mit der Gleichung (3), in der die Temperaturfunktion  $\psi$  durch den Ausdruck (5) gegeben ist, wurde ein System aus drei Gleichungen aufgestellt, aus dem die drei unbekannt Funktionen  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  und  $\beta$  ermittelt wurden, sie haben folgendes Aussehen:

(6)

; (7)

. (8)

Nach Substitution der gefundenen Ausdrücke für die Elementarfunktionen  $\psi$ ,  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  und  $\beta$  in die Gleichung (3) haben wir in klarer Form die Zustandsgleichung für Wasserdampf.

Die gewonnene Gleichung wurde einer eingehenden Prüfung hinsichtlich der thermischen und kalorischen Größen unterzogen, deren Resultate unten aufgeführt werden.

In der Tabelle 1 werden die Stützwerte den berechneten Werten - die mit der Gleichung (3) nach Einsetzung der Werte der Elementarfunktionen gewonnen wurden - gegenübergestellt. Aus Tabelle 1 ist ersichtlich, daß die Abweichung zwischen den thermischen Stützwerten und den berechneten thermischen Werten in einzelnen Fällen bis zu 0,3 % erreicht.

Der durchschnittliche Fehler von 114 berechneten Werten im überkritischen Bereich beträgt 0,12 %.

In Tabelle 2 werden die berechneten Werte den "Rahmentafel" (Skelett-) Werten im unterkritischen Bereich gegenübergestellt, wobei sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung zeigt. Aus Tabelle 3 geht hervor, daß die Gleichung (3) auch die Werte auf der Sättigungskurve erfüllt.

Darüberhinaus erfüllt die Gleichung (3) genügend gut die kritischen Bedingungen, die eine rationale Zustandsgleichung für ein reales Gas erfüllen muß.

In Tabelle 4 wird ein Vergleich der berechneten Werte der Enthalpie mit den "Rahmentafel"-Werten und Versuchswerten durchgeführt. Die Enthalpie im ideal gasförmigen Zustand wurde nach den Werten von [L. 7] gewählt. Aus Tabelle 4 geht hervor, daß sich die Abweichungen innerhalb der angenommenen Toleranzen halten. In Tabelle 5 sind die berechneten Werte der spezifischen Wärme  $c_p$  den Werten des VTI<sup>1</sup> und den Stützwerten (Bezugswerten) und Versuchswerten

---

1 VTI = Vsesojuznyj ordena Trudovogo Krasnogo Znameni teplotekničeskij institut imeni F.E. Dzeržinskogo (F.E. Dzeržinskij-Institut für Wärmetechnik der UdSSR)

des MEI <sup>1</sup> gegenübergestellt.

Es muß hierzu bemerkt werden, daß die Abweichung zwischen den nach der Gleichung gewonnenen Werten der spezifischen Wärme und den Werten der anderen Autoren im allgemeinen nicht über 2 % hinausgeht. Bei einer Annäherung an die Sättigungskurve (für unterkritische Temperaturen) und an die Maxima (für überkritische Temperaturen) vergrößert sich die Differenz jedoch und erreicht in den Maxima 6 - 12 %. Dabei fallen die Lagen der Maxima auf den Abszissen zusammen.

Diese Abweichungen können auch dadurch hervorgerufen sein, daß in den erwähnten Bereichen eine experimentelle Bestimmung der spezifischen Wärme außerordentliche Schwierigkeiten bereitet, was natürlich große Ungenauigkeiten nach sich zieht. -

---

1 MEI = Moskovskij ordena Lenina energetičeskij institut (Moskauer Institut für Energetik)

Erläuterungen der Tabellen

Tabelle 1

Vergleich der berechneten Werte des Komplexes  $\delta$  mit den Stützwerten

Temperatur, °C

durchschnittlicher Fehler, %

Tabelle 2

Vergleich der "Rahmentafel"-Werte  $\delta$  mit den berechneten Werten

Temperatur, °C

durchschnittlicher Fehler, %

Tabelle 3

Gegenüberstellung der berechneten Werte und der "Rahmentafel"-Werte  $\delta$  auf der Sättigungskurve

Temperatur, °C

Bezeichnung der Größen

"Rahmentafel"-Werte  $\delta$

Nach Gleichung (3) ermittelte Werte  $\delta$

Relativer Fehler, %

Tabelle 4

Vergleich der berechneten Werte mit den Versuchswerten der Enthalpie

Temperatur, °C

\* "Rahmentafel"-Werte der Enthalpie

\*\* Werte von Egerton und Callendar [L. 9]

\*\*\* Werte von Havliček und Myskowsky [L. 8]

Tabelle 5

Vergleich der berechneten Werte der spezifischen Wärme  $c_p$  mit den Werten anderer Wissenschaftler

Temperatur, °C

- \* Werte des VII [L. 10]
- \*\* Werte von V.A. Kirillin, A.E. Šejndlin und E.E. Špil'rajn [L. 11]
- \*\*\* Werte von D.S. Rasskazov und A.E. Šejndlin [L. 12]

---

Anmerkung des Übersetzers

Bei den Termini in < > handelt es sich um die wörtliche Übersetzung.

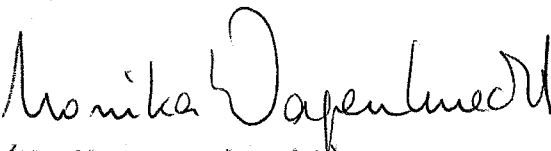
Literatur

- 1 Kazavčinskij, Ja.Z. "Teploenergetika", No 7, 1958
- 2 Osborne, N.S. Mech. Eng., 53, 1931
- 3 Keyes, F.G. u.a. Mech. Eng., 53, 1931, 54, 1932, 55, 1933  
Proc. Amer. Acad. 68, 1933
- 4 Timrot, D.L. Stat'ja v sbornike "Par vysokogo davlenija  
v energetike", Gosenergoizdat, 1950
- 5 Kirillin, V.A.,  
Rumjancev, L.N. Trudy MEI, vyp. XI, 1952
- 6 Kirillin, V.A.  
Zubarev, V.N. "Teploenergetika", No 11, 1955
- 7 Nat. Bur. of Stand. (Rp. 3101, Wash., Febr. 1954), VDI Wasser-  
dampftabellen (4. Aufl., 1956)
- 8 Havliček, Myskowsky Helvetica Phys. Acta, 1936
- 9 Callendar, Egerton The British Electr. Ind. Res., Ass, Ref. Y/I  
130, 1941
- 10 Teplofizičeskie svojstva veščestv. Spravočnik,  
Gosenergoizdat, 1956
- 11 Kirillin, V.A., Šeindlin,  
A.E., Špil'rajn, E.E. "Teploenergetika", No 3, 1956
- 12 Rasskazov, D.S.,  
Šeindlin, A.E. "Teploenergetika", No 11, 1957

Stuttgart, den 14.11.1969

i.A.

-----

  
(Monika Wagenknecht)  
Dipl.-Übersetzerin



Пересчет производился с помощью производных  $\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T$  и  $\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p$ ; значения производных определялись по [Л. 4].

Как видно из приведенных таблиц, разброс экспериментальных значений энтальпии от усредняющего значения в основном не превышает  $\pm 1,5$  ккал/кг; наибольший разброс получился в одном из первых опытов при  $p = 200$  кг/см<sup>2</sup> и  $t = 470^\circ\text{C}$ .

В табл. 8 собраны средние значения энтальпии водяного пара, приведенные к округленным параметрам, и дано сравнение с уже известными данными. Сюда включены также данные, полученные нами при давлении менее 300 кг/см<sup>2</sup>.

Таблица 8

Параметры		По данным авторов	[Л. 2]	[Л. 5]	[Л. 4]	[Л. 1]	[Л. 6]
$p$ , кг/см <sup>2</sup>	$t$ , °C						
100	380	725,3	—	725,3	724,6	—	—
200	470	751,6	—	751,8	750,6	—	—
240	440	701,6	—	701,3	701,3	701,1	—
260	480	734,6	—	736,3	735,0	737,2	—
300*	400	525,7	525,5	524,0	525,8	526,2	528,0
300**	400	526,8	525,5	524,0	525,8	526,2	528,0
300	450	677,5	677,9	678,3	677,7	—	677,9
350	450	645,0	644,5	643,7	644,2	—	—
350	480	694,6	—	695,0	695,4	—	—
350	500	718,9	719,6	721,2	719,4	—	—
350	550	768,9	—	773,6	770,3	—	—
400	500	698,5	698,6	700,1	693,7	696,9	700,1

\* Опыт проводился 9/ХІІ 1957 г.  
\*\* Опыт проводился 13/ХІІ 1957 г.

Из табл. 8 видно, что наши экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными Гавличека и Мишковского [Л. 2], а также с данными работы [Л. 4]. Худшее совпадение наблюдается с таблицами ВТИ [Л. 5].

Авторы настоящей работы рассматривают в качестве своей ближайшей задачи проведение измерений при давлении до 500 кг/см<sup>2</sup> и температуре до 600°С. Особенно подробно будет исследована область, не охваченная измерениями Гавличека и Мишковского, так как именно в этой области наблюдаются наибольшие расхождения в табличных значениях энтальпии [Л. 4] и [Л. 5].

По окончании этой серии измерений можно будет сделать общие выводы и внести необходимые уточнения в таблицы водяного пара.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Кириллин, А. Е. Шейндлин, Э. Э. Шпильрайн. „Теплоэнергетика“ № 1, 1956.
2. Havlicek und Miskovsky. Versuche der Mosaryk Akademie der Arbeit in Prag über die Physikalischen Eigenschaften des Wassers und der Wasserdampfes. Helvetica Acta, 2, 161—207, 1936.
3. В. А. Кириллин и А. Е. Шейндлин. Основы экспериментальной термодинамики. ГЭИ, 1950.
4. М. П. Вукалович. Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара до 1000 ата и 1000°С. Машгиз, 1953.
5. Справочник „Теплофизические свойства веществ“, ВТИ. Госэнергоиздат, 1956.
6. Д. С. Рассказов. Экспериментальное исследование теплоемкости  $c_p$  воды и водяного пара при давлениях от 300 до 700 ата и при температурах от 280 до 700°С. Кандидатская диссертация, 1958.

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ДЛЯ ВОДЯНОГО ПАРА

Доктор техн. наук Я. З. КАЗАВЧИНСКИЙ и инж. О. И. КАТХЕ

Одесский институт инженеров морского флота

Основой для составления уравнения состояния водяного пара по методике, изложенной в [Л. 1], послужили опорные термические данные разработанные путем графоаналитического согласования опытных данных [Л. 2—6] по изохорным и изотермическим сечениям.

Предлагаемое уравнение состояния в безразмерных координатах в общем виде может быть записано следующим образом:

$$\sigma = \alpha_0(\omega) + \alpha_1(\omega)\tau + \theta, \quad (1)$$

где  $\sigma = \frac{pv}{RT_c}$  — безразмерный комплекс;  $\alpha_0(\omega)$  и  $\alpha_1(\omega)$  — функции только одной приведенной плотности  $\omega = \frac{v_x}{v}$ , являющиеся составными элементами линейной части  $\alpha_0 + \alpha_1\tau$  уравнения (1);  $\theta$  —

Приводится уравнение состояния для водяного пара, пригодное для расчета термических и калорических величин от нулевой плотности до двух критических плотностей в широком интервале изменения температур.

криволинейная часть уравнения (1), монотонно убывающая с увеличением температуры и зависящая как от приведенной плотности  $\omega$ , так и от приве-

денной температуры  $\tau = \frac{T}{T_c}$ .

Как установлено предыдущими исследованиями [Л. 1], криволинейная часть  $\theta$  для многих веществ с достаточной точностью может быть представлена в виде произведения двух функций с отделенными переменными, т. е.

$$\theta = \beta(\omega)\psi(\tau), \quad (2)$$

где  $\beta(\omega)$  — функция только  $\omega$ ;  $\psi(\tau)$  — монотонно убывающая функция приведенной температуры.

Как показали подробные исследования, криволинейная часть уравнения состояния для водяного пара с точностью, достаточной для прак-

тических целей, также может быть представлена в форме (2).

Таким образом, уравнение состояния для водяного пара окончательно приобретает вид:

$$\sigma = \alpha_0 + \alpha_1 \tau + \beta \psi. \quad (3)$$

Функции  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$ ,  $\beta$  и  $\psi$ , каждая из которых зависит только от одной переменной, можно назвать элементарными функциями уравнения состояния и, следовательно, задача составления уравнения для водяного пара сводится к нахождению четырех элементарных функций, три из которых ( $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $\beta$ ) зависят только от  $\omega$ , а четвертая ( $\psi$ ) — только от  $\tau$ .

Элементарные функции  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $\beta$  будем искать в форме степенных полиномов от  $\omega$ , что

соответствует вириальной форме уравнения состояния реального газа, теоретически наиболее обоснованной.

В отличие от метода нахождения температурной функции  $\theta$ , изложенного в [Л. 1], при котором она определяется на основе анализа наиболее характерных изохорных сечений поверхности состояния, в настоящей работе функция  $\theta$  была найдена путем тщательного исследования второго вириального коэффициента. Значения этого коэффициента при различных температурах были с достаточной точностью определены графическим путем. После этого методом предельного перехода [Л. 1] была выделена криволинейная часть  $\theta$  второго вириального коэффициента, которая аналитически

Таблица 1. Сравнение расчетных значений комплекса  $\sigma$  с опорными

$\omega$	$\tau, \text{ м/кг}$	Температура, °C																											
		374,15			400			450			500			550			600												
		Расчетные значения	Опорные значения	$\delta, \%$	Расчетные значения	Опорные значения	$\delta, \%$	Расчетные значения	Опорные значения	$\delta, \%$	Расчетные значения	Опорные значения	$\delta, \%$	Расчетные значения	Опорные значения	$\delta, \%$	Расчетные значения	Опорные значения	$\delta, \%$										
0,022	150	0,9700	0,9696	+0,04	1,0118	1,0118	0,00	1,0925	1,0927	-0,02	1,1728	1,1731	-0,03	1,2527	1,2526	+0,01	1,3317	1,3315	+0,02										
0,10	33,0	0,8642	0,8640	+0,04	0,9144	0,9138	+0,07	1,0080	1,0074	+0,06	1,0983	1,0976	+0,06	1,1861	1,1849	+0,10	1,2722	1,2703	+0,15										
0,20	16,5	0,7390	0,7398	-0,10	0,7983	0,8004	-0,25	0,9068	0,9066	+0,02	1,0091	1,0084	+0,07	1,1070	1,1064	+0,05	1,2020	1,2011	+0,08										
0,30	11,0	0,6291	0,6286	+0,08	0,6955	0,6960	-0,07	0,8161	0,8162	-0,01	0,9287	0,9289	-0,02	1,0359	1,0347	+0,12	1,1391	1,1375	+0,15										
0,40	8,25	0,5358	0,5355	+0,06	0,6073	0,6071	+0,03	0,7369	0,7372	-0,04	0,8581	0,8580	-0,09	0,9732	0,9730	+0,02	1,0843	1,0829	+0,12										
0,50	6,6	0,4588	0,4590	-0,04	0,5334	0,5342	-0,15	0,6698	0,6701	-0,05	0,7970	0,7981	-0,14	0,9192	0,9194	-0,02	1,0373	1,0359	+0,13										
0,60	5,5	0,3963	0,3969	-0,15	0,4723	0,4731	-0,17	0,6123	0,6125	-0,03	0,7452	0,7446	+0,08	0,8731	0,8715	+0,18	0,9962	0,9965	+0,13										
0,70	4,72	0,3459	0,3462	-0,09	0,4225	0,4236	-0,26	0,5649	0,5655	-0,09	0,7017	0,7018	-0,01	0,8346	0,8341	+0,06	0,9648	0,9641	+0,08										
0,80	4,12	0,3053	0,3053	0,00	0,3817	0,3825	-0,21	0,5256	0,5263	-0,13	0,6657	0,6660	-0,04	0,8030	0,8034	-0,05	0,9388	0,9382	+0,06										
0,90	3,67	0,2722	0,2718	+0,15	0,3483	0,3481	+0,06	0,4934	0,4929	+0,10	0,6364	0,6358	+0,10	0,7780	0,7770	+0,13	0,9186	0,9178	+0,09										
1,0	3,30	0,2450	0,2445	+0,20	0,3208	0,3203	+0,16	0,4671	0,4663	+0,17	0,6131	0,6122	+0,15	0,7591	0,7581	+0,13	0,9049	0,9040	+0,10										
1,1	3,00	0,2234	0,2235	-0,04	0,2980	0,2972	+0,27	0,4460	0,4443	+0,27	0,5956	0,5947	+0,15	0,7463	0,7455	+0,10	0,8978	0,8968	+0,11										
1,2	2,75	0,2035	0,2033	+0,10	0,2794	0,2788	+0,21	0,4298	0,4288	+0,22	0,5836	0,5834	+0,04	0,7398	0,7399	-0,01	0,8974	0,8968	+0,07										
1,3	2,53	0,1880	0,1878	+0,10	0,2648	0,2645	+0,08	0,4186	0,4188	-0,05	0,5780	0,5785	-0,09	0,7396	0,7399	-0,04	0,9040	0,9029	+0,12										
1,4	2,35	0,1759	0,1761	-0,10	0,2645	0,2650	-0,19	0,4130	0,4142	-0,29	0,5774	0,5887	-0,23	0,7461	0,7468	-0,09	0,9175	0,9162	+0,14										
1,5	2,20	0,1674	0,1676	-0,12	0,2490	0,2495	-0,20	0,4134	0,4143	-0,22	0,5842	0,5857	-0,25	0,7586	0,7600	-0,05	0,9377	0,9356	+0,22										
1,6	2,06	0,1632	0,1630	+0,11	0,2489	0,2491	-0,09	0,4208	0,4216	-0,19	0,5984	0,5986	-0,20	0,7802	0,7796	+0,08	—	—	—										
1,7	1,94	0,1640	0,1638	+0,12	0,2552	0,2548	+0,16	0,4358	0,4356	+0,05	0,6204	0,6190	-0,23	—	—	—	—	—	—										
1,8	1,83	0,1710	0,1703	+0,06	0,2686	0,2679	+0,26	0,4589	0,4578	+0,24	—	—	—	—	—	—	—	—	—										
1,9	1,735	0,1865	0,1865	+0,17	0,2901	0,2896	+0,17	0,4894	0,4881	+0,27	—	—	—	—	—	—	—	—	—										
2,0	1,650	0,2138	0,2135	+0,15	0,3211	0,3220	-0,28	0,5272	0,5282	-0,20	—	—	—	—	—	—	—	—	—										
Средняя погрешность, %				0,10					0,16					0,13					0,11					0,07					0,11

Таблица 2. Сравнение скелетных значений  $\sigma$  с расчетными

$p, \text{ кг/см}^2$	Температура, °C														
	200			250			300			350					
	расчетная	скелетная	$\delta, \%$	расчетная	скелетная	$\delta, \%$	расчетная	скелетная	$\delta, \%$	расчетная	скелетная	$\delta, \%$			
1	0,7269	0,7276	-0,10	0,8053	0,8057	-0,05	0,8832	0,8835	-0,04	0,9610	0,9613	-0,03			
5	0,7109	0,7121	-0,17	0,7935	0,7947	-0,15	0,8744	0,8753	-0,10	0,9542	0,9548	-0,07			
10	0,6905	0,6908	-0,05	0,7782	0,7801	-0,24	0,8629	0,8645	-0,18	0,9456	0,9462	-0,07			
25	—	—	—	0,7238	0,7305	-0,23	0,8283	0,8298	-0,19	0,9182	0,9200	-0,20			
50	—	—	—	—	—	—	0,7605	0,7619	-0,18	0,8709	0,8720	-0,13			
75	—	—	—	—	—	—	0,6771	0,6767	+0,06	0,8170	0,8180	-0,12			
100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,7555	0,7561	-0,08			
125	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,6834	0,6838	-0,06			
150	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,5900	0,5900	0,00			
Средняя погрешность, %			-0,11				-0,17				-0,12				-0,07

Таблица 3. Сопоставление расчетных и

Наименование величин	Темпера								
	180	192	200	220	227,42	250	262,88	280,63	300,00
Скелетные значения $\sigma$ . . . . .	0,6506	0,6581	0,6621	0,6685	0,6697	0,6665	0,6610	0,6476	0,6220
Значения $\sigma$ , определенные по уравнению (3)	0,6516	0,6587	0,6616	0,6681	0,6696	0,6666	0,6614	0,6484	0,6232
Относительная погрешность, % . . . . .	+0,15	+0,09	-0,08	-0,06	-0,02	+0,02	+0,06	+0,12	+0,19

Таблица 4. Сравнение расчетных

$\rho$ , кг/см <sup>3</sup>	Температура, °C									
	200		250		300		350		400	
	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт
—	—	675,5*	—	702,1*	—	728,0*	—	753,5*	—	778,9*
10	675,4	675,5**	702,1	702,9**	728,1	728,7**	753,8	754,0**	779,3	779,3**
—	—	—	—	687,8*	—	718,0*	—	746,3*	—	773,3*
25	—	—	687,4	688,1***	717,8	719,4***	746,0	746,7***	773,3	773,6**
—	—	—	—	688,2**	—	718,8**	—	746,7**	—	—
50	—	—	—	—	697,8	698,4*	732,1	732,9*	761,9	763,1*
—	—	—	—	—	—	699,1**	—	733,4**	—	763,6**
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
75	—	—	—	—	672,8	672,6*	716,3	717,7*	751,7	752,1*
100	—	—	—	—	—	673,0**	—	717,8**	—	752,5**
—	—	—	—	—	—	—	698,0	699,5*	—	740,0*
—	—	—	—	—	—	—	—	699,3**	739,4	741,0***
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	740,2**
125	—	—	—	—	—	—	—	676,7*	—	726,9*
—	—	—	—	—	—	—	675,9	676,4**	726,0	726,7**
150	—	—	—	—	—	—	—	646,8*	—	712,1*
—	—	—	—	—	—	—	647,0	647,1**	711,1	711,8**
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
200	—	—	—	—	—	—	—	—	674,3	676,5*
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	675,1**
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
250	—	—	—	—	—	—	—	—	620,8	622,5*
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	623,0***
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
300	—	—	—	—	—	—	—	—	527,1	524,5*
350	—	—	—	—	—	—	—	—	477,0	—
400	—	—	—	—	—	—	—	—	462,1	—

\* Скелетные данные энтальпии.  
\*\* Данные Эгертона и Каллендара [Л. 9].

может быть весьма точно представлена следующим выражением:

$$\theta_B = a \cdot 10^{2(1-\nu)} \quad (4)$$

Учитывая структуру криволинейной части уравнения (3) и принимая во внимание виримальную форму уравнения состояния, температурная функция  $\psi$  уравнения (3) может быть с точностью до постоянного множителя представлена в виде

$$\psi = 10^{2(1-\nu)} \quad (5)$$

Выделение элементарных функций  $a_0$ ,  $a_1$  и  $\beta$  на основании опорных термических данных при уже найденной температурной функции  $\psi$  может

быть произведено либо таблично с последующим их аналитическим представлением, либо непосредственно аналитически из уравнений изотерм. Исследования, проведенные в данной работе, подтвердили, что аналитическое определение элементарных функций из уравнений изотерм (число которых равно числу объемных элементарных функций) имеет известные преимущества. С этой целью были составлены уравнения трех изотерм (критической, 450 и 550°С) в виде полиномов по степеням  $\omega$ , коэффициенты которых определялись методом наименьших квадратов на основании опорных данных.

Сочетая полученные уравнения трех изотерм и уравнение (3), в котором температурная функция  $\psi$  дана выражением (5), была составлена система из трех уравнений, из которой

скелетных значений  $\sigma$  на кривой насыщения

тура, °C															
305,28	316,22	328,90	338,94	350,00	352,93	361,85	367,48	370,91	373,96	374,15	371,82	369,92	366,45	362,24	
0,6143	0,5924	0,5613	0,5307	0,4873	0,4736	0,4217	0,3758	0,3359	0,2709	0,2445	0,1700	0,1546	0,1393	0,12468	
0,6154	0,5934	0,5617	0,5314	0,4884	0,4745	0,4232	0,3773	0,3367	0,2723	0,2450	0,1689	0,1544	0,1382	0,12262	
+0,18	+0,16	+0,08	+0,13	+0,23	+0,20	+0,35	+0,40	+0,24	+0,62	+0,20	-0,65	-0,12	-0,80	-1,60	

и опытных значений энтальпии

450		500		550	
Расчет	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт
—	804,5*	—	830,1*	—	—
804,8	804,5**	830,3	830,0**	856,2	855,9*
—	800,0*	—	826,5*	—	852,6**
800,1	800,0	826,3	826,1***	853,2	852,7**
—	—	—	826,3**	—	—
—	791,6*	—	819,9*	—	847,3*
791,5	792,2**	819,7	818,5***	847,5	845,7***
—	—	—	820,0**	—	847,3**
—	783,2*	—	813,1*	—	811,8*
783,0	783,7**	813,1	813,0**	842,2	811,6*
—	774,5*	—	806,0*	—	836,1*
774,3	774,7**	806,4	806,2***	836,8	834,8***
—	—	—	805,8**	—	835,6**
—	765,2*	—	799,1*	—	830,3*
765,1	765,0**	799,4	798,4**	831,3	829,4**
—	755,3*	—	791,8*	—	824,4*
755,0	754,8**	791,9	792,1***	825,3	823,5***
—	—	—	790,6**	—	823,0**
—	733,4*	—	776,0*	—	812,0*
732,8	731,4**	775,9	776,3***	813,0	810,7***
—	—	—	773,3**	—	809,5**
—	—	—	758,8*	—	798,9*
707,1	707,5*	758,6	757,7**	800,1	797,8***
—	—	—	739,7*	—	—
677,2	677,5*	739,9	740,0***	786,5	—
642,5	—	719,7	719,0***	772,2	—
606,1	—	698,5	698,6***	757,5	—

\*\*\* Данные Гавличека и Мишковского [Л. 8].

были определены три неизвестные функции  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $\beta$ , имеющие следующей вид:

$$\alpha_0 = -1,655179\omega + 1,393384\omega^2 - 7,358564\omega^3 + 13,480237\omega^4 - 10,816511\omega^5 + 3,463625\omega^6 - 0,144467\omega^8; \quad (6)$$

$$\alpha_1 = 1 + 0,710693\omega - 0,867559\omega^2 + 5,441894\omega^3 - 9,894639\omega^4 + 7,918002\omega^5 - 2,528058\omega^6 + 0,104860\omega^8; \quad (7)$$

$$\beta = -0,441853\omega - 0,409778\omega^2 + 3,792842\omega^3 - 5,929834\omega^4 + 4,158521\omega^5 - 1,219501\omega^6 + 0,20\omega^8. \quad (8)$$

После подстановки найденных выражений для элементарных функций  $\psi$ ,  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $\beta$  в уравнение (3) имеем в явном виде уравнение состояния для водяного пара.

Полученное уравнение было подвергнуто детальной проверке по термическим и калорическим величинам, результаты которой приведены ниже.

В табл. 1 дано сопоставление опорных данных с расчетными значениями  $\sigma$ , полученными по уравнению (3) после подстановки в него значений элементарных функций. Из табл. 1 видно, что расхождение между опорными и расчетными термическими данными в отдельных случаях доходит до 0,3%.

Средняя погрешность 114 расчетных значений в надкритической области составляет 0,12%.

В табл. 2 приводится сопоставление расчетных и скелетных данных в докритической области, также свидетельствующее о хорошем совпадении. Из табл. 3 видно, что уравнение (3) удовлетворяет также данным на кривой насыщения.

Наряду с этим уравнение (3) достаточно хорошо удовлетворяет критическим условиям, которым должно удовлетворять рациональное уравнение состояния реального газа.

В табл. 4 произведено сравнение расчетных значений энтальпии со скелетными и опытными данными. Энтальпия в идеальном газовом состоянии была взята по данным [Л. 7]. Из табл. 4 видно, что расхождения находятся в пределах принятых допусков. В табл. 5 сопоставлены расчетные значения теплоемкости  $c_p$  с данными ВТИ и опорными и опытными данными МЭИ.

Следует отметить, что расхождение между значениями теплоемкости, полученными по уравнению, и данными других авторов не превышает в основном 2%. Однако при приближении к кривой насыщения (для докритических температур) и к максимумам (для надкритических температур) расхождение увеличивается и достигает на максимумах 6—12%. При этом положения максимумов по абсциссам совпадают.

Эти расхождения могут быть вызваны также тем, что в указанных областях эксперимен-

Т а б л и ц а 5. Сравнение расчетных значений теплоемкости  $c_p$  с данными других исследователей

$P$ , кг/см <sup>2</sup>	Температура, °C									
	300		350		400		500		600	
	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт
20	0,559	0,552*	0,534	0,527*	0,534	0,521*	0,529	0,528*	0,540	0,538*
40	0,671	0,667*	0,605	0,591*	0,567	0,563*	0,551	0,548*	0,552	0,550*
60	0,838	0,862*	0,684	0,677*	0,618	0,612*	0,575	0,571*	0,563	0,563*
80	1,199	1,230*	0,794	0,786*	0,675	0,669*	0,596	0,595*	0,574	0,576*
100	—	—	0,938	0,942*	0,752	0,737*	0,619	0,621*	0,582	0,590*
150	—	—	1,955	2,10*	0,998	0,996*	0,694	0,696*	0,615	0,626*
200	—	—	—	—	1,509	1,47*	0,790	0,791*	0,653	0,667*
250	—	—	—	—	2,915	2,845*	0,903	0,902*	0,694	0,711*
—	—	—	—	—	—	—	—	1,042***	—	—
300	—	—	—	—	6,73	7,09*	1,042	1,040*	0,747	0,750**
—	—	—	—	—	—	7,01**	—	1,025**	—	0,750***
—	—	—	—	—	—	—	—	1,185***	—	—
350	—	—	—	—	3,071	3,00***	1,208	1,190*	0,799	0,805**
—	—	—	—	—	—	3,12***	—	1,180**	—	0,808***
—	—	—	—	—	—	—	—	1,368***	—	—
400	—	—	—	—	2,248	2,185***	1,384	1,340*	0,852	0,850*
—	—	—	—	—	—	—	—	1,355**	—	0,845**
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,849***
450	—	—	—	—	1,952	1,85***	1,570	1,570***	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	1,550**	—	—
—	—	—	—	—	1,733	1,65***	1,720	1,81***	0,964	0,952**
500	—	—	—	—	—	—	—	1,735**	—	0,955***

\* Данные ВТИ [Л. 10].  
 \*\* Данные В. А. Кириллина, А. Е. Шейндлина и Э. Э. Шпильрайна [Л. 11].  
 \*\*\* Данные Д. С. Рассказова и А. Е. Шейндлина [Л. 12].

тальное определение теплоемкости весьма затруднено, и это, естественно, влечет за собой большие неточности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. З. Казавчинский. „Теплоэнергетика“ № 7, 1958.
2. N. S. Osborne. Mech. Eng., 53, 1931.
3. F. G. Keyes и др. Mech. Eng., 53, 1931; 54, 1932; 55, 1933; Proc. Amer. Acad. 68, 1933.
4. Д. Л. Тимрот. Статья в сборнике „Пар высокого давления в энергетике“, Госэнергоиздат, 1950.
5. В. А. Кириллин и Л. Н. Румянцев. Труды МЭИ, вып. XI, 1952.

6. В. А. Кириллин и В. Н. Зубарев. „Теплоэнергетика“ № 11, 1955.
7. Nat. Bur. of Stand. (Rp. 3101, Wash., Febr. 1954); VDI Wasserdampftabellen (4Auffl., 1956).
8. Havlicek. Myskowsky. Helvetica Phys. Acta, 1936.
9. Callendar, Egerton. The British Electr. Ind. Res., Ass. Ref. Y/I 130, 1941.
10. Теплофизические свойства веществ. Справочник, Госэнергоиздат, 1956.
11. В. А. Кириллин, А. Е. Шейндлин и Э. Э. Шпильрайн. „Теплоэнергетика“ № 3, 1956.
12. Д. С. Рассказов и А. Е. Шейндлин. „Теплоэнергетика“ № 11, 1957.

## О НОВОЙ ЕДИНИЦЕ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ

Доктор. техн. наук В. П. РОМАДИН

Всесоюзный теплотехнический институт

Необходимость введения новой тепловой единицы вместо килокалории (ккал) обуславливается рядом исторических факторов. Напомним вкратце некоторые события, связанные с этим вопросом.

В 1791 г. французскими учеными и инженерами была предложена метрическая система мер. По инициативе Гаусса эта система была положена в основу научных измерений как международная система.

В итоге соглашения была создана система так называемых абсолютных единиц CGS (сантиметр, грамм-масса, секунда). За единицу

Рассматривается применение новой тепловой единицы в теплотехнических расчетах.

силы в этой системе принимается дина, т. е. сила, сообщающая грамм-массе ускорение 1 см/сек<sup>2</sup>. За единицу работы принята работа однойдины на пути 1 см, названная эргом.

В качестве практической единицы тепловой энергии на базе абсолютных единиц была рекомендована величина 10<sup>7</sup> эргов, названная позже джоулем (joule)<sup>1</sup>, по имени английского физи-

<sup>1</sup> Произношение слова „joule“ как джоуль принято только в русском языке. В американском произношении указываются две формы: джауль и джуль. Последняя является собственно английским произношением.