

621.1

P 15

Д Е

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПОСОБИЯ ДЛЯ ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ

А. РАДЦИГ

ТАБЛИЦЫ И ДИАГРАММЫ
ДЛЯ
ВОДЯНОГО ПАРА

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ПЕТРОГРАД 1923 МОСКВА

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

МОСКВА — ПЕТРОГРАД

- Бокий, Б. И., проф. — Практический курс горного искусства. Том I. Основы горного искусства. Стр. 390. Цена 2 руб.
- Бокий, Б. И., проф. — Практический курс горного искусства. Том II. Горные работы, разведки и бурение. Стр. 512. Цена 3 руб. 60 коп.
- Берг, Л. С. — Климат и жизнь. 1922 г. Стр. 196. Цена 80 коп.
- Бернацкий, Л. инж. — Общие понятия о железнодорожном пути и сооружениях. Стр. 156. Цена 1 руб. 25 коп.
- Брандт, А. А., проф. — Основания термодинамики. Ч. II. Пары. Жидкости. Стр. 295. Цена 2 руб.
- Его же. — Основания термодинамики. Ч. I. Основные законы. Газы. Стр. 202+12+15. Цена 95 коп.
- Брилинг, С. Р. — Курс водоснабжения. Стр. 96. Цена 1 руб.
- Гельмгольц, Г. — О сохранении силы. Физическое исследование. Перевод и примечания Лазарева (Серия „Классики естествознания“, № 5). С рисунками и таблицами. 1922 г. Стр. 71. Цена 25 коп.
- Георгиевич, Г., и Гранмужен, Е. — Химия красящих веществ. Под редакцией и с дополнениями В. В. Шарвина. 1922 г. Стр. 611. Цена 3 руб. 50 коп.
- Грибов, И. В., инж. — Двигатели внутреннего сгорания. С 160 рис. в тексте. Изд. 3-е. Стр. 272. Цена 1 руб. 70 коп.
- Гурса, Э. — Курс математического анализа. Том II. Ч. I. Теория аналитических функций. Под редакцией Б. К. Млодзеевского. С 70 чертежами. Стр. 270. Цена 1 руб. 75 коп.
- Гюнтер, Г. — Электротехник-строитель. Ч. I. Стр. 184. Цена 1 руб. Ч. II. Стр. 220. Цена 1 руб. 20 коп.
- Джекоби и Девис. — Основания и фундаменты мостов и аэаий. Перевод инж. Л. Бернадского. Пособие для инженеров и студентов. Стр. 348. Цена 2 руб. с атласом.
- Дмоховский, В. К. — Проектирование и расчет земляных работ. С приложением сокращенных таблиц для разработки кривых и подсчета земляных работ. Стр. 64. Цена 60 коп.
- Егоров, Д. Ф., проф. — Элементы теории чисел. Стр. 119. Цена 1 руб. 10 коп.
- Иерусалимский, А. — Современные мотоциклы. Стр. 231. Цена 80 коп.
- Каблунов, И. — Основные начала физической химии. Вып. II. Электрохимия. С 44 рис. Изд. 2-ое. Исправленное и дополненное. Стр. 317. Цена 1 руб. 10 коп.
- Кирпичев, В. Л. — Основания графической статики. 4-ое издание, исправленное и дополненное. 346 стр. с 262 рисунками. Цена 80 коп.
- Коялович, Б. М., проф. — Лекции по высшей математике. Том I. Дифференциальное исчисление с приложениями к анализу. Изд. 2-ое. Стр. 244. Цена 1 руб. 50 коп.
- Лучицкий, В. И. — Курс петрографии. Издание 2-ое, дополненное и исправленное. Стр. 341. Цена 2 руб. 10 коп.
- Меншуткин, Н. А. — Аналитическая химия. Двенадцатое издание, переработанное и дополненное. XVI+439 стр. с 66 рис. Цена 2 руб. 20 коп.
- Млодзеевский, А. Б. — Термодинамика и теория фаз. Введение в учение о состоянии вещества с точки зрения термодинамики. Стр. 172. Цена 1 руб. 25 коп.
- Млодзеевский, Б. К. — Основы высшей алгебры. Стр. 111. 85 к.
- Его же. — Основы аналитической геометрии в пространстве. Издание 4-ое. Стр. 151. Цена 1 р.
- Межеричер, П. И. — Механика. Для технических и других училищ и для самообразования. Стр. 222. Цена 1 руб. 25 коп.
- Наумов, Н. А., проф. — Курс фитопатологии. VI+392 стр., с 53 рис. Цена 5 руб.
- Никитинский, Я. Я. — Практические занятия по микробиологии. Стр. 92. Цена 7

А. РАДЦИГ

ТАБЛИЦЫ И ДИАГРАММЫ
для
ВОДЯНОГО ПАРА



РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ПЕТРОГРАД 1923 МОСКВА

Государственная типография им. Евг. Соколовой.
Петроград, Измайловский, 29.

Гиз. 4244.

Изд. 18. IV. 23.

Печ. 3000 экз.

Петрооблит № 6195.

ПРЕДИСЛОВИЕ.

В 1914 г. мною напечатана была в журнале „Вестник Общества Технологов“ статья под названием: „Новейшие исследования свойств водяного пара“, в которой дана была сводка имевшегося к тому времени материала по теоретическому и опытному исследованию свойств паров воды. С тех пор появился ряд работ, посвященных тем же вопросам, и некоторые из этих работ представляют большую важность, так как значительно расширяют круг наших сведений в рассматриваемой области.

Нельзя сказать, чтобы и теперь теория водяных паров дошла до теоретически законченного состояния, но во всяком случае комбинирование экспериментальных исследований с термодинамическими выводами создало в общем довольно стройную теорию, которая имеет чрезвычайно важные применения в технике.

В виду большой потребности в настоящее время во всякого рода справочных изданиях, я решился переработать и расширить указанную статью, добавив к ней данные, содержащиеся в доступных мне новых исследованиях по теории водяного пара, и снабдив ее несколькими таблицами, имеющими важное значение в паротехнике. Эти таблицы составляют второй, „практический“ отдел книги.

Наконец, приложенные к настоящей книге диаграммы, взятые также из новейших сочинений, окажутся, можно надеяться, полезными в практических расчетах в области перегретого пара вообще и в частности — в области паровых турбин.

Для того, чтобы не отвлекать внимания читателя, все литературные ссылки и пояснения отнесены, как и раньше, в примечания, помещенные в конце первого отдела.

§ 1. Основы теории насыщенных паров Цейнера.

До недавнего времени во всех технических вопросах, касающихся паров воды, пользовались формулами и таблицами Цейнера, основанными на опытах Реньо, опубликованных около 50 лет тому назад ⁽¹⁾.

Многочисленные опытные исследования более позднего времени указали на недостаточную точность или неполноту многих из результатов Реньо, но большинство из этих указаний не имело особенного технического значения, и теория Цейнера-Реньо продолжала применяться в технике. Так, например, оставлены были без внимания давно уже сделанные и, несомненно, правильные указания на неверность формулы Реньо для теплоты жидкости

$$q = t + 0,00002 t^2 + 0,0000003 t^3,$$

дающей все время возрастающую теплоемкость воды

$$c = 1 + 0,0000 4t + 0,000000 9t^2,$$

вместо сложного закона изменения ее, вытекающего из известных опытов Rowland и др. над определением механического эквивалента тепла, причем для теплоемкости c получается минимум между $30^\circ - 40^\circ$ ⁽²⁾.

Совершенно другая судьба постигла исследования, касающиеся *перегретых* паров воды: с 1902 года, когда вопрос о величине теплоемкости перегретого водяного пара при постоянном давлении был в резкой форме поставлен Бахом в техническом журнале ⁽³⁾, и по поводу технического вопроса появился ряд исследований в области перегретых паров воды, сделанных частью физиками, частью техниками, которые пролили совершенно новый свет на изучаемую область и заставили отказаться от старых формул и величин в теории перегретого пара, а затем повели к изменению и в теории насыщенных паров воды и побудили составить новые таблицы для последних. Этот интерес к вопросам теории перегретого пара объясняется чрезвычайной технической важностью применения перегретого пара, сначала в обыкновенных паровых машинах, а затем и в паровозах.

Новая теория водяных паров не может, конечно, считаться вполне законченной и не подлежащей дальнейшим изменениям: но

некоторым (и даже — по основным) вопросам имеются довольно противоречивые исследования и мнения, но в области технической литературы можно все же констатировать в настоящее время явно доминирующее направление, которое и является основой современных технических расчетов. Ознакомление с этим направлением в теории водяного пара составляет цель настоящего отдела. Описание и критика опытов, послуживших для создания теории, не входит в нашу задачу.

В основание теории Цейнера ⁽⁴⁾ положены, главным образом, данные опытов Реньо для насыщенных паров. Эмпирические формулы и численные данные, полученные Реньо, искусно комбинируются с законами термодинамики, и получается законченная теория паров (при этом Цейнер частью опирается на выводы, сделанные несколько раньше Клаузиусом и Ренкином; из опытных же исследований часто пользуется также результатами Гирна).

Основными данными, характеризующими состояние пара, являются *давление* (теперь принимается очень целесообразное обозначение Моллье: p — давление в $\frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ и P — в $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$), *пропорция пара в смеси*, т. е. вес пара, заключающегося в одном килограмме смеси (общепринятое обозначение — x , при чем x есть дробь, меньшая единицы). Для перегретого пара основными данными являются давление и температура (как и в других областях, обозначаемая t или T ; иногда специально температуру перегрева обозначают t' , а насыщенного пара при том же давлении — t_s , так что разность $t' - t_s$ есть величина перегрева).

Удельные объемы обозначаются: для воды *) — $\sigma = \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$, для сухого насыщенного пара — $\alpha = \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$, разность $\alpha - \sigma$ обозначается через ν ; объем смеси — $v = \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$ (также — удельный объем перегретого пара).

Основные уравнения. Выражение для объема смеси получается непосредственно:

$$v = x\nu + \sigma \dots \dots \dots (1)$$

Связь между температурой и давлением сухого насыщенного пара дается эмпирической формулой Бю-Реньо:

$$\log p = a + b\theta + c\theta^2, \dots \dots \dots (2)$$

где

$$\theta = t - t_0, \dots \dots \dots (3)$$

a, b, c, α, β и t_0 — некоторые постоянные.

*) Заметим, что σ принимается в вычислениях Цейнера обыкновенно за постоянную ($\sigma = 0,001 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$), хотя он приводит формулу Гирна, дающую зависимость σ от температуры. О переменном σ говорится дальше, в § 4.

Пользуясь опытами Реньо, Цейнер выбирает для этих постоянных известные значения и составляет таблицы для равных интервалов давлений и для равных интервалов температур.

Количества тепла, непосредственно даваемые в опытах: теплота жидкости — q (в больших калориях), скрытая теплота испарения r , полная теплота испарения — λ . Имеем очевидное равенство:

$$\lambda = q + r; \dots \dots \dots (4)$$

r разлагается на внутреннюю и внешнюю теплоту испарения; первая обозначается через ρ , вторая получается равной — $A p_i$ ($A = \frac{1}{427}$ — величина, обратная механическому эквиваленту тепла ⁽⁵⁾; у Цейнера A полагалось равным $\frac{1}{424}$); таким образом

$$r = \rho + A p_i \dots \dots \dots (5)$$

Для q и λ принимаются следующие формулы Реньо:

$$q = t + 0,00002 t^2 + 0,0000003 t^3, \dots \dots \dots (6)$$

$$\lambda = 606,5 + 0,305 t, \dots \dots \dots (7)$$

r находится, как разность $\lambda - q$.

Основой для дальнейших вычислений является важная формула Клапейрон-Клаузиуса, получающаяся, как следствие 2-го закона термодинамики:

$$\frac{r}{u} = A T \frac{dp}{dt} \dots \dots \dots (8)$$

Зная величины производных $\frac{dp}{dt}$ для различных давлений (или температур), можно вычислить величины $A p_i$, а следовательно и ρ . Изменение ρ может быть выражено эмпирической формулой

$$\rho = 575,4 - 0,791 t \dots \dots \dots (9)$$

Величины q , ρ и $A p_i$ приводятся в таблицах Цейнера.

Цейнер находит далее величину *внутренней энергии* сухого насыщенного пара:

$$J = q + \rho \dots \dots \dots (10)$$

Внутренняя энергия смеси U найдется тогда по формуле:

$$U = q + x \rho \dots \dots \dots (11)$$

Далее он находит выражение *энтропии жидкости*:

$$\tau = \int_0^t \frac{dq}{T} \dots \dots \dots (12)$$

и энтропии пара — $\frac{r}{T}$; энтропия смеси будет:

$$S = \tau + \frac{xr}{T} \dots \dots \dots (13)$$

Величины τ и $\frac{r}{T}$ тоже даются в таблицах Цейнера. Пользуясь введенными обозначениями и найденными формулами, Цейнер выводит основные термодинамические уравнения (выражения dQ для смеси) и исследует различные процессы изменения смеси. Важнейшими изменениями являются:

1) *адиабатическое*, сопровождаемое изменением пропорции пара. Основное уравнение его будет:

$$\tau + \frac{xr}{T} = \tau_0 + \frac{x_0 r_0}{T_0} \dots \dots \dots (14)$$

(оно является очевидным следствием неизменяемости энтропии на адиабате).

Вычислив для нескольких точек x , можно найти соответственные объемы v по формуле (1) и построить по точкам кривую изменения.

Уравнение этой кривой Цейнер дает в виде политропы:

$$pv^\mu = p_0 v_0^\mu, \dots \dots \dots (15)$$

где μ выражается через начальную пропорцию пара:

$$\mu = 1,035 + 0,1 x_0. \dots \dots \dots (16)$$

2) *При постоянной пропорции пара* $x = \text{const.}$ Особенное значение имеет случай $x = 1$ — *кривая сухого насыщенного пара*, или *предельная кривая*. Для нее он тоже дает выражение в виде политропы:

$$pv^\nu = C \dots \dots \dots (17)$$

(при p — в старых атмосферах, $\nu = 1,0646$ и $C = 1,7049$).

§ 2. Теория перегретых паров Цейнера.

Основами теории перегретого пара являются у Цейнера 2 положения:

Уравнение состояния перегретого пара

$$pv = BT - Cr^n, \dots \dots \dots (18)$$

где B и C — некоторые постоянные, а $n = \frac{1}{4}$, и принятие теплоемкости при постоянном давлении перегретого пара C_p за постоянную величину:

$$C_p = 0,48 \dots \dots \dots (19)$$

При этом для паров воды исполнено еще численное условие

$$\frac{AB}{C_p} = n \dots \dots \dots (20)$$

Пользуясь уравнениями термодинамики (следствиями из двух основных законов), можно получить на основании формул (18) и (19) коэффициенты в общих уравнениях для dQ и найти, таким образом, самые выражения для dQ . Пользуясь же соотношением (20) можно выражения dQ для перегретого пара привести к виду, вполне схожему с видом выражений dQ для газов (только вместо k — отношения постоянных теплоемкостей газов: C_p к C_v — войдет

постоянная $\gamma = \frac{4}{3}$, не имеющая простого физического значения).

Это сходство с уравнениями для газов отчасти сохраняется и при дальнейших выводах относительно важнейших процессов и является одним из главных достоинств теории Цейнера. Из выражений для dQ легко получаются выражения для внутренней энергии и энтропии перегретого пара.

Энергия перегретого пара находится по уравнению

$$U = U_0 + 3 \text{ Apr},$$

при чем U_0 найдется по сравнению с энергией в состоянии сухости и насыщения, так что получится

$$U = 476,11 + 3 \text{ Apr} \dots \dots \dots (21)$$

Это выражение приводит к одной из формул для λ' полного количества тепла, необходимого для получения перегретого пара из воды при 0° при постоянном давлении

$$\lambda' = 476,11 + 4 \text{ Apr} \dots \dots \dots (22)$$

Полная теплота λ' является одной из важнейших величин во всех приложениях. Для нее употребляют, однако, чаще другую формулу, непосредственно вытекающую из принятия постоянства C_p :

$$\lambda' = \lambda + 0,48 (t' - t_s) = 606,5 + 0,805 t_s + 0,48 (t' - t_s) \dots \dots (28)$$

(температуры t' и t_s имеют вышеопределенное значение).

Выражение для приращения энтропии получается особенно простым при предположении перегрева при постоянном давлении. Вследствие принятия предположения о постоянстве C_p имеем:

$$\begin{aligned} dQ &= C_p dT, \\ dS &= \frac{dQ}{T} = C_p \frac{dT}{T}, \\ S - S_0 &= C_p \log \frac{T}{T_0} \dots \dots \dots (24) \end{aligned}$$

S_0 — есть величина энтропии при давлении p на предельной кривой, T_0 — абсолютная температура сухого насыщенного пара при давлении p .

Найденные законы дают возможность найти формулы для важнейших процессов с перегретым паром. В частности для *адиабатического* изменения получается политропа с показателем ν :

$$p\nu^\nu = p_0\nu_0^\nu, \dots \dots \dots (25)$$

где $\nu = 4/3 = 1,33$. Эта формула является одной из важнейших в приложениях.

Как мы уже говорили, при применении высоких давлений обнаружилась большая неточность теории Цейнера (в особенности — принятого им значения C_p). Уравнение состояния для перегретого пара, данное им, давало результаты, довольно значительно отличающиеся от непосредственных опытных данных Battelli, полученных в начале 90-х годов ⁽⁶⁾; на эту разницу указал еще сам Цейнер во 2-м издании своей „Технической термодинамики“, появившемся в 1902 г. ⁽⁴⁾.

В короткое время после этого появился, как уже было указано, ряд исследований, посвященных особенно вопросу о теплоемкости перегретого пара при постоянном давлении (C_p). Об этих исследованиях мы будем говорить дальше (в § 5) специально, теперь же отметим только, что исследования эти нуждались в теоретическом обобщении и сводке.

Задача эта была исполнена в 1904 и 1906 г.г. профессором Дрезденской Высшей Технической Школы Моллье, основавшим свои выводы на работах английского ученого Каллендара. Поэтому теорию эту справедливо называют теорией Callendar-Mollier. Изложению ее посвящаем следующий параграф.

§ 3. Теория Callendar-Mollier.

В 1900 году появилась первая работа Callendar, посвященная исследованию свойств воды ⁽⁷⁾. Работа эта послужила основанием для статей того же автора в Encyclopedia Britannica, издание 10-е 1902 г. и 11-е 1910 г. ⁽⁸⁾. Воспользовавшись этими статьями, Моллье дал законченную теорию насыщенных и перегретых паров воды и составил новые таблицы для этих паров ⁽⁹⁾.

Эти таблицы получили чрезвычайно большое распространение: они были приняты в немецкие издания „Hütte“ (начиная с 18-го 1903 г.) и продолжают печататься там до последнего немецкого издания (1920 года) включительно, которое, впрочем, представляет собою почти перепечатку с издания 1915 года).

В Англии таблицы Моллье были приняты в известном сочинении Ewing „The Steam Engine“ (3 edition, Cambridge, 1910 г.).

Позже (в 1915 г.) сам Callendar издал свои формулы и ⁽¹⁰⁾ таблицы и, наконец, в 1920 году издал большую книгу ⁽¹¹⁾, посвященную разбору свойств водяного пара и приложению этой теории к паровым турбинам.

Последняя книга представляет особенно большой интерес и таблицы, содержащиеся в ней, являются для английских авторов в настоящее время основными. Но они неудобны для русского читателя, употребляющего метрические меры. Поэтому мы воспроизводим таблицы Моллье (таблицы I до V в конце книги), а также все выводы даем в обозначениях и в той системе изложения, которую придал Моллье. Мы останавливаемся на этих выводах довольно подробно, так как промежуточных вычислений нет у самого Моллье и отсутствие их мешает иногда полному пониманию его книги.

Изложение свое мы начнем с точного определения величины, введенной Моллье и получившей название „теплосодержание при постоянном давлении“ ⁽¹²⁾ и обозначенной через i (Wärmeinhalt beim constantem Druck; Callendar называет ее „Total Heat of vapour“ и обозначает через H). Эта величина приобрела крайне большое значение в теории паровых турбин (и нашла также применение и в других областях техники, например, в теории компрессоров, в теории холодильных машин и др.).

Величина эта определяется следующим основным уравнением:

$$i = U + APv, \dots\dots\dots (26)$$

или в дифференциальной форме:

$$di = dU + Ad(Pv).$$

Соединяя его с уравнением, выражающим I закон термодинамики:

$$dQ = dU + APdv, \dots\dots\dots (27)$$

получим:

$$dQ = di - AvdP \dots\dots\dots (28)$$

Наконец, в это же уравнение можно ввести дифференциал энтропии, пользуясь определением энтропии:

$$dS = \frac{dQ}{T} \dots\dots\dots (29)$$

$$TdS = di - AvdP \dots\dots\dots (30)$$

Из формул этих получается ряд простых зависимостей между частными производными, в них входящими, при чем для вывода их пользуются тем обстоятельством, что U и S — полные дифференциалы переменных, характеризующих состояние тела. Известно ⁽¹³⁾, что, если X и Y суть функции двух независимых переменных, то выражение

$$dZ = Xdy + Ydx \dots\dots\dots (31)$$

будет полным дифференциалом при исполнении условия

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x} \dots\dots\dots (32)$$

При этом функция Z находится помощью интегрирования по следующей формуле

$$Z = \int X dx + \int \left[y - \frac{d}{dy} \int X dx \right] dy + \text{const.} \quad (33)$$

Мы выясним сначала физическое и техническое значение i , а затем приведем важнейшие из вышеуказанных отношений (при чем будем применять также общие соотношения, вытекающие из основных законов термодинамики, которых выводы можно найти, например, в III томе „Физики“ Хвольсона).

Из уравнения (28) выясняется физическое значение i ; в самом деле, рассмотрим изменение при постоянном давлении, т.-е. положим

$$dP = 0,$$

имеем тогда

$$P = \text{const.},$$

$$di = (dQ), \quad \dots \dots \dots (34)$$

следовательно, i есть то количество тепла, которое сообщается телу во время изменения его при постоянном давлении.

Для адиабатического изменения имеем

$$dQ = 0,$$

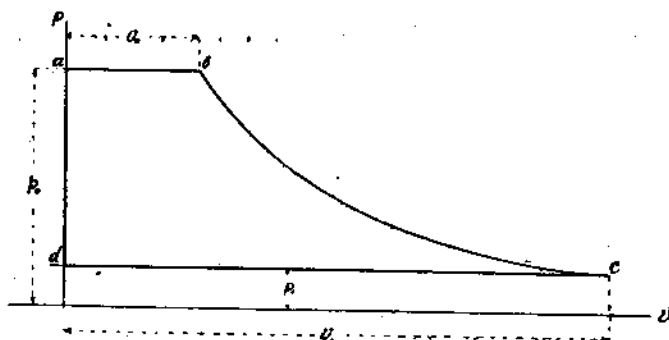
$$di = A v dP,$$

$$i_1 - i_0 = A \int_0^1 v dP, \quad \dots \dots \dots (35)$$

при чем интеграл берется по адиабатической кривой.

Интеграл в правой части имеет весьма важное техническое значение.

Представим себе цикл Ренкина, совершенный с паром (фиг. 1).



Фиг. 1.

Имеем для работы, совершенной за этот цикл, выражение

$$L_r = \int_1^0 v dP = - \int_0^1 v dP, \dots (36)$$

т.-е.

$$L_r = i_0 - i_1 \dots (37)$$

Разность двух значений величины i в начале и конце расширения по адиабатической кривой равна работе, совершенной по циклу Ренкина, который исполнен между начальным и конечным состоянием пара.

Не трудно найти также выражения i для газов и насыщенных паров (в обозначениях Пейнера)*).

Для газов имеем, как известно ⁽¹⁴⁾

$$U = c_v T + C \dots (38)$$

$$di = c_v dT + Ad(pv) = c_v dT + ARdT,$$

$$di = (c_v + AR) dT.$$

Но по известной формуле

$$c_p - c_v = AR,$$

поэтому

$$i = c_p T + C. \dots (39)$$

Для насыщенных паров имеем (формула 11)

$$U = q + x r,$$

$$i = U + APv = q + x r + AP(xu + \sigma),$$

$$i = q + x (r + APu) + AP\sigma.$$

или, окончательно,

$$i = q + x r + AP\sigma. \dots (40)$$

Для нагретой воды имеем $x = 0$, и

$$i' = q + AP\sigma \dots (41)$$

Для сухого насыщенного пара $x = 1$, и

$$i'' = q + r + AP\sigma \dots (42)$$

Но величина $AP\sigma$ очень мала по сравнению с остальными членами, так что с большой степенью точности получим

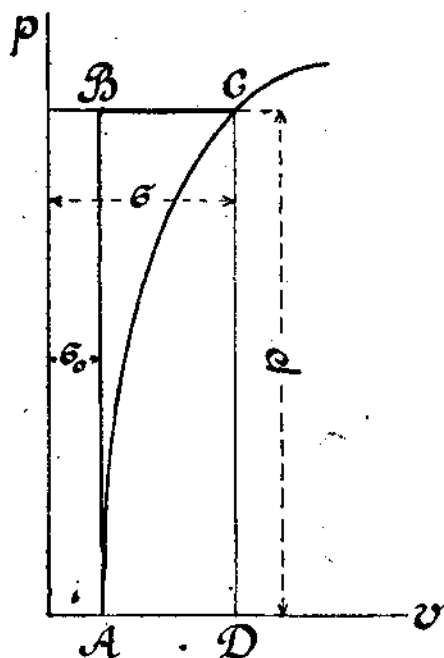
$$i' \approx q \dots (41 \text{ bis})$$

$$i'' \approx q + r = \lambda \dots (42 \text{ bis})$$

*) Заметим, что i так же, как U и S , определяется дифференциалом; поэтому в выражение i тоже войдет прибавочная произвольная постоянная.

Заметим, что все формулы для паров пришлось бы несколько модифицировать, если бы принимать во внимание изменение удельного объема воды σ с температурой. В самых определениях затрачиваемых теплот (q , r) надо тогда внести точные указания на те условия, при которых происходит нагревание, так как эти количества тепла не могут быть найдены только по начальному и конечному состоянию тела.

Возьмем за начальное состояние — состояние воды при 0°C и давлении P_0 , соответствующее объему σ_0 (точка А — на кривой насыщения, фиг. 2а. Давление P_0 — около $0,06 \text{ кг/см}^2$). Тогда



Фиг. 2а.

Из фиг. 2а находим:

$$q = Q + AP(\sigma - \sigma_0) - A \int_0^t P d\sigma \dots \dots \dots (43)$$

Изменение внутренней энергии во время процесса нагревания жидкости U_t может быть легко теперь найдено на основании 1-го закона термодинамики. Имеем, очевидно:

$$U_t = Q - A \int_0^t P d\sigma \dots \dots \dots (44)$$

можно перевести эту воду в состояние С (давление P , температура t) двояким образом: или по прямой АВ — при повышающемся давлении и постоянном объеме (изменением объема воды от давления можно вполне пренебречь) и температуре, а затем — по прямой ВС — при постоянном давлении и повышающейся температуре или по предельной кривой прямо от А к С. В первом случае имеем затрату тепла q , во втором Q . Очевидно, что затрата тепла q больше Q на величину избытка работы расширения, при этом получающегося (и изображающегося площадью АВС; эту площадь нужно выразить в тепловых единицах). Энтальпическая диаграмма процесса показана на фиг. 2б (11).

или также

$$U_r = q - AP(\sigma - \sigma_0) \dots \dots \dots (44 \text{ bis})$$

(вместо прежнего значения — q).

Энергия сухого насыщенного пара (которую обозначим теперь U_s) будет:

$$U_s = U_r + p,$$

где p выразится по фиг. 2b попрежнему:

$$p = r - AP(s - \sigma)$$

Наконец, из основного определения i получим:

$$i = U + APv$$

$$i' = q - AP(\sigma - \sigma_0) + AP\sigma$$

$$i' = q + AP\sigma_0 \dots \dots (45)$$

$$i'' = q - AP(\sigma - \sigma_0) + p + AP\sigma_0,$$

т.-е.

$$i'' = [q + p + AP(s - \sigma)] + AP\sigma_0$$

или

$$i'' = \lambda + AP\sigma_0 \dots \dots \dots (46)$$

Формулы для i' и i'' , как видим, сохраняют вполне свой прежний вид.

Переходим теперь к выводу важнейших из выше упомянутых соотношений.

Делим на T уравнение (28):

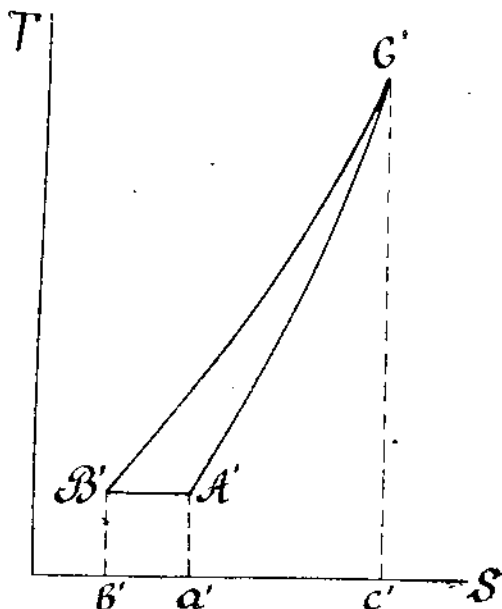
$$\frac{dQ}{T} = \frac{di}{T} - \frac{Av}{T} dP,$$

т.-е.

$$dS = \frac{di}{T} - \frac{Av}{T} dP \dots \dots \dots (47)$$

S и i можно рассматривать, как функции независимых переменных P и T . Рассмотрим случай изменения при постоянном давлении; тогда

$$dP = 0,$$



Фиг. 2b.

а следовательно, будет:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial S}\right)_P = T \quad \dots \quad (48)$$

Далее, из уравнения (28) получим:

$$dQ = di - A v dP;$$

находим, беря за независимые переменные P и T и полагая $dP = 0$:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_P,$$

т.-е.

$$\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_P = C_p \quad \dots \quad (49)$$

Можно принять за независимые переменные S и P , тогда уравнение (47) даст

$$dS = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial P}\right)_S dP + \left(\frac{\partial i}{\partial S}\right)_P dS \right] - \frac{A v}{T} dP.$$

При $S = \text{const.}$, $dS = 0$ и получится:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial P}\right)_S = A v \quad \dots \quad (50)$$

Из уравнения же (47) получим, принимая за независимые переменные P и T и приравнявая коэффициенты у dP :

$$T \left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T = \left(\frac{\partial i}{\partial P}\right)_T - A v,$$

т.-е.

$$\left(\frac{\partial i}{\partial P}\right)_T = T \left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T + A v \quad \dots \quad (51)$$

Эту последнюю формулу можно преобразовать, пользуясь уравнением

$$T dS = dU + A P dV.$$

Приняв за независимые переменные P и T , можем переписать это уравнение в следующем виде:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T dP + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P dT = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_T + A P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \right] dT + \\ + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P + A P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_P \right] dP. \end{aligned}$$

Приравнявая коэффициенты у dP в этом уравнении, найдем

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_T + A P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \right].$$

Но из этого же уравнения найдем, выражая условие, что правая часть его есть полный дифференциал функции Р и Т:

$$-\frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_T + AP \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T \right] + \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial P \partial T} + AP \frac{\partial^2 v}{\partial P \partial T} \right] = \\ = \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial T \partial P} + A \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P + AP \frac{\partial^2 v}{\partial T \partial P} \right].$$

Отсюда получается

$$\frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_T + AP \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T \right] = -A \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P.$$

Поэтому будет:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T = -A \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P.$$

Подставляя найденный результат в (51), получим

$$\left(\frac{\partial i}{\partial P} \right)_T = -AT \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = Av \dots \dots \dots (54)$$

Из формулы (49) имеем

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_T = \frac{\partial^2 i}{\partial T \partial P} = \frac{\partial}{\partial T} \left[-AT \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P + Av \right].$$

или

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_T = -AT \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_P, \dots \dots \dots (55)$$

важная и часто употребляемая формула, дающая связь между C_p и уравнением состояния.

б) Теория паров.

В основание своей теории Моллье кладет уравнение состояния перегретого пара в форме, данной Каллендаром:

$$v - v' = \frac{RT}{P} - C \left(\frac{273}{T} \right)^n; \dots \dots \dots (56)$$

постоянные имеют следующие значения

$$\left(v - \frac{m^3}{кг}, P - \frac{кг}{м^2} \right):$$

$$R = 47,00; AR = 0,1100; C = 0,075;$$

$n = \frac{10}{3}; v' = 0,001$ (удельный объем воды, обозначавшийся у Цейнера σ).

В дальнейших вычислениях имеет значение производная $\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_P$; имеем после двойного дифференцирования:

$$\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_P = -Cn(n+1) \cdot \frac{273^n}{T^{n+2}} \dots \dots \dots (57)$$

Проф. Раддиг.

148966

1282095

Найдем C_p из уравнения (55); при интегрировании T надо считать за постоянную; вместо произвольной постоянной прибавлять надо произвольную функцию от T (или t), т.-е. будем иметь

$$C_p = f(t) - AT \int \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_P dP \dots \dots \dots (58)$$

Обозначая $f(t)$ через C_p° и совершая интегрирование, найдем:

$$C_p = C_p^\circ + n(n+1) AC \left(\frac{273}{T} \right)^n \frac{P}{T} \dots \dots \dots (59)$$

C_p° Моллье принял первоначально, согласно с Каллендаром, за постоянную, именно он полагает

$$C_p^\circ = (n+1) AR = \frac{13}{3} \cdot 0,11 = 0,477 \dots \dots \dots (60)$$

Это предположение положено в основу его таблиц, поэтому и мы будем его держаться в нашем изложении, хотя в конце своей книги Моллье делает расчеты при предположении переменного C_p° ; тогда именно он берет:

$$C_p^\circ = 0,439 + 0,000238 t \dots \dots \dots (61)$$

При этом величины C_p при различных температурах, конечно, несколько изменяются. Об изменениях мы будем говорить ниже, разбирая вопрос об изменчивости C_p по данным самых новейших исследований.

Переходим к определению i в функции P и T . В выражение для полного дифференциала di :

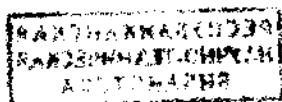
$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial i}{\partial P} \right)_T dP$$

подставляем вместо коэффициентов при дифференциалах их значения из (49) и (51) получим общую формулу:

$$di = C_p dT + \left[-AT \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P + Av \right] dP \dots \dots \dots (62)$$

Подставляем вместо C_p , $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P$ и Av их значения из (59) и уравнения состояния; получим по приведении

$$di = \left[C_p^\circ + n(n+1) AC \left(\frac{273}{T} \right)^n \frac{P}{T} \right] dT + \left[Av' - AC(n+1) \left(\frac{273}{T} \right)^n \right] dP \dots \dots \dots (63)$$



Отсюда можем найти i по формуле интегрирования полного дифференциала (33):

$$i = C_p^0 t - (n+1) AC \left(\frac{273}{T}\right)^n P + Av'P + \text{const.} \quad (64)$$

(Заметим, что можно брать безразлично $C_p^0 t$ или $C_p^0 T$, при постоянном C_p^0 , так как это влияет только на прибавочную постоянную.

Теперь получим выражение для dS по общей формуле (47):

$$dS = \frac{1}{T} \left[C_p^0 + n(n+1) AC \left(\frac{273}{T}\right)^n \frac{P}{T} \right] dT + \\ + \frac{1}{T} \left[Av' - AC(n+1) \left(\frac{273}{T}\right)^n \right] dP - \frac{A}{T} \left[v' + \frac{RT}{P} - C \left(\frac{273}{T}\right)^n \right] dP,$$

что дает по приведении:

$$dS = \left[C_p^0 + n(n+1) AC \left(\frac{273}{T}\right)^n \frac{P}{T} \right] dT + \\ + \left[-\frac{AR}{P} - n AC \left(\frac{273}{T}\right)^n \frac{1}{P} \right] dP \quad (65)$$

Интегрируя по формуле (33), получим по приведении:

$$S = C_p^0 \log_e T - AR \log_e P - n AC \left(\frac{273}{T}\right)^n \frac{P}{T} + \text{const.} \quad (66)$$

Введя сюда вместо C_p^0 его выражение из (59), получим

$$S = \text{const.} - AR \log \left(\frac{P}{T^{n+1}} \right) - n AC (273)^n \frac{P}{T^{n+1}} \quad (67)$$

Из этого уравнения следует, что при адиабатическом изменении ($S = \text{const.}$) должно быть:

$$\frac{P}{T^{n+1}} = \text{const.} \quad (68)$$

Уравнение состояния можно написать в таком виде:

$$\frac{P(v - v')}{T} = R - C(273)^n \left(\frac{P}{T^{n+1}} \right) = \text{const.}$$

при адиабатическом изменении имеем из (68):

$$T = \frac{1}{C'} P^{\frac{1}{n+1}}.$$

Поэтому будет

$$P^{\frac{n}{n+1}} (v - v') = C'';$$

или

$$P (v - v')^{\frac{n+1}{n}} = C = P_0 (v_0 - v')^{\frac{n+1}{n}} \dots (69)$$

при этом $\frac{n+1}{n} = \frac{\frac{10}{3} + 1}{\frac{10}{3}} = \frac{13}{10}.$

Это есть уравнение адиабаты в теории Моллье. Величина v' — очень мала, поэтому ее можно отбросить во всех практических вычислениях, и тогда уравнение адиабаты получит тот же вид политроны, что и в теории Цейнера, только показатель будет несколько иной ($\frac{13}{10}$ вместо прежнего $\frac{4}{3}$):

$$P v^{1,3} = P_0 v_0^{1,3} \dots (70)$$

Исключая из ур-ий (68) и (70) P , получим зависимость между T и v при адиабатическом изменении.

Наконец, из общей формулы для U легко найдется его выражение

$$\begin{aligned} U &= i - APv \\ U &= C_p t - (n+1) AC \left(\frac{273}{T}\right)^n P + Av' P - \\ &\quad - \left[APv' + RT - ACP \left(\frac{273}{T}\right)^n \right] + \text{const.} \\ U &= (C_p - AR) t - n AC \left(\frac{273}{T}\right)^n P + \text{const.} \dots (71) \end{aligned}$$

с) Выбор постоянных и составление таблиц Моллье.

Для состояния воды в момент испарения принимают следующие формулы:

$$v' = 0,001, i' = q + Apv', S' = \int_0^t \frac{dq}{T}, \dots (72)$$

где для q Моллье берет формулу Реньо

$$U' = q = t + 0,00002 t^2 + 0,0000003 t^3.$$

Тогда будет:

$$\begin{aligned} S' &= 2,481889 \log_{10} \frac{T}{273} - 0,000206 t + \\ &\quad + 0,00000045 t^2 \dots (73) \end{aligned}$$

Для верхней предельной кривой, т.-е. для момента окончания испарения, обозначим величины i и S через i'' и S'' . Мы видели, что

$$i'' = \lambda + A p v'$$

(формула (46), в которой σ_0 заменено через v').

Поэтому будет

$$i'' - i' = r \dots \dots \dots (74)$$

С другой стороны, имеем также приращение энтропии за период испарения:

$$S'' - S' = \frac{r}{T},$$

или

$$T(S'' - S') = r \dots \dots \dots (75)$$

Поэтому, взяв для какой-либо точки предельной кривой (т.-е. для P и T , удовлетворяющих уравнению этой кривой) величину r из опыта, можно найти значения произвольных постоянных в i' и S' из формул (74) и (75).

Заметим, что, сравнив выражения для r из формул (74) и (75), получим уравнение, связывающее P и T на предельной кривой:

$$i'' - i' = (S'' - S')T \dots \dots \dots (76)$$

Это уравнение может служить хорошей проверкой для теории Моллье. Оказывается, что получается прекрасное совпадение, как с данными Реньо, так и с данными новейших мюнхенских опытов (о которых мы будем говорить дальше).

Для того, чтобы получить таблицы, удобные для пользования Моллье вводит еще некоторые вспомогательные обозначения, а именно:

$$v = 0,075 \left(\frac{273}{T} \right)^{\frac{10}{3}} \dots \dots \dots (77)$$

$$i = \frac{10000}{427} \left(\frac{13}{3} v - 0,001 \right) \dots \dots \dots (78)$$

$$f = \frac{10000}{427} \frac{10}{3} \frac{v}{T} \dots \dots \dots (79)$$

Тогда полученные результаты (с выбранными величинами для произвольных постоянных) могут быть представлены в виде следующих уравнений:

$$v - 0,001 = 47 \frac{T}{P} - v \dots \dots \dots (80)$$

$$i = 594,7 + 0,477 t - j p \dots \dots \dots (81)$$

$$S = 0,477 \log_e T - 0,11 \log_e p - (p - 1,0544 \dots \dots \dots (82)$$

$$U = 564,7 + 0,367 t - \frac{10}{3} A v P \dots \dots \dots (83)$$

$$C_p = 0,477 + \frac{13}{3} f p \dots \dots \dots (84)$$

Все эти формулы применяются для вычислений с перегретыми парами, при чем для облегчения вычислений имеется вспомогательная (таблица V, во II отделе), дающая величины v , j , f в функции t через каждые 5° .

Что касается насыщенных паров, то для них даются таблицы двух видов: для данных давлений и для данных температур. В обеих таблицах даются следующие величины: t или p , v'' , $\frac{1}{v''}$, S' , S'' и $S'' - S' = \frac{r}{T}$, C''_p — теплоемкость при постоянном давлении на предельной кривой, i' и i'' , U'' , $i'' - i' = r$, $U'' - U' = r$ и $AP (v'' - v')$. Эти данные помещены в таблицах I, II, III и IV второго отдела.

Пользование таблицами Моллье для насыщенного пара так же удобно, как и пользование таблицами Цейнера; вычисления же в области перегретого пара значительно облегчаются, благодаря вышеупомянутым вспомогательным таблицам для функций v , j , f . Мы поясним на 2 примерах употребление таблиц Моллье.

Пример 1-й. Найти теплоту Q , которую нужно затратить на обращение 1 кг воды при 0° в смесь пропорции пара $x = 0,97$ при давлении $20 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$.

Имеем: $Q = q + x$.

По таблицам Цейнера для $20 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ имеем: $q = 215,065$, $r = 455,894$, так что $Q = 657,282$.

При обозначениях Моллье имеем по формулам (41) и (42)

$$Q = i' - AP_0 + x (i'' - i').$$

$$i' = 215,5; i'' = 673,4;$$

$$Q = 215,5 + 0,97 (673,4 - 215,5) - \frac{1}{427} \cdot 200000 \cdot 0,001;$$

$$Q = 659,1.$$

Заметим, что последний член имеет величину около 0,5, т.-е. изменяет величину Q меньше, чем на $\frac{1}{10} \%$. Разница между величинами Q , полученного по таблицам Цейнера и Моллье, тоже не велика: около $0,3 \%$.

Пример 2-й. Найти теплоту λ' для перегретого пара при $t = 320^\circ$ и $p = 10 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ abs.

По Цейнеру имеем:

$$\lambda' = \lambda + 0,48 (t' - t_s)$$

$$t_s = 178,886; t = 320^\circ; \lambda = 661,060;$$

$$0,48 (320 - 178,886) = 67,735;$$

$$\lambda' = 661,060 + 67,735 = 728,794 \text{ Cal.}$$

По таблицам Моллье:

$$\lambda = i' - AP_2 = 666,1 - \frac{1}{427} \cdot 100000 \cdot 0,001 = 665,9;$$

$$\lambda' = i - AP_2; i(320) = 0,55;$$

$$\lambda' = 594,7 + 0,477 \cdot 320 - 0,55 \cdot 10 -$$

$$- \frac{1}{427} \cdot 100000 \cdot 0,001;$$

$$\lambda' = 741,6.$$

Теплота перегрева по Моллье: $\lambda' - \lambda = 75,7$.

Разница между величинами λ' по Цейнеру и Моллье: $741,6 - 728,704 = 12,806$ Cal.; в % меньшей величины это будет несколько меньше 2%. Такую разницу тоже можно признать не очень значительной. Совсем другое заключение получится при сравнении между собою теплот перегрева; имеем разность этих теплот:

$$75,7 - 67,735 = 7,965 \text{ Cal.},$$

в % меньшей величины: $100 \frac{7,965}{67,735} \cong 11,8\%$.

Такая разница имеет уже серьезное техническое значение и не может быть игнорируема.

Мы говорили уже, что теория Моллье согласована со многими новыми исследованиями. Однако, со времени появления ее был сделан ряд важных экспериментальных работ в области насыщенных паров. Естественным является поэтому желание построить таблицы для насыщенных паров независимо от общей теории, основываясь только на этих новейших работах. Эта задача исполнена была Шюле (мы дадим главные его таблицы в следующем параграфе). Что касается *перегретых* паров, то первоначальное предположение Моллье о постоянстве C_p находилось в противоречии с данными, имевшимися в распоряжении самого Моллье. Предположение же о переменном C_p не проведено им систематически и не принято во внимание в самих таблицах. С другой стороны — и в этой области имеются новые работы экспериментального и теоретического характера.

В дальнейшей части нашего сочинения мы постараемся дать обзор этих новейших работ, как в области насыщенного, так и в области перегретого пара, при чем приведем численные данные и формулы для употребления в технических расчетах, вытекающие из этих работ.

§ 4. Новейшие исследования свойств насыщенных паров воды. Таблицы Шюле для насыщенных паров воды.

Со времени Ренью было сделано много опытных исследований свойств насыщенных паров воды. Исследования эти частью имели целью проверку и более точное определение данных Ренью отно-

сительно паров воды, частью же стремились к расширению наблюдений за пределы, принятые Реньо; в некоторых исследованиях определение искомых величин удавалось доводить до критической температуры воды (по новейшим исследованиям— 374°). Мы остановимся только на результатах самых новейших опытов, отсылая для полных обзоров к большим курсам физики и термодинамики ⁽¹⁶⁾.

Появление в новейшее время целого ряда таких опытных исследований сделало естественной мысль о пересмотре основ для составления таблиц свойств насыщенных паров (не только таблицы Цейнера, но даже и таблицы Моллье, появившиеся в 1906 г., являются в этом смысле устарелыми, так как имеется ряд важных работ, появившихся после 1906 г.; кроме того, Моллье для многих величин, как мы видели, берет формулы Реньо-Цейнера).

Эта мысль осуществлена в статье Шюле: „Die Eigenschaften des Wasserdampfes nach den neuesten Versuchen“, появившейся во 2-ой половине 1911 г. ⁽¹⁷⁾. Результатом его подсчетов являются, прежде всего, новые таблицы (1-я и 2-я его работы) для интервалов давлений в пределах 0 до $25 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ и для интервалов температур в пределах от 0° до 220° .

Но, кроме того, автор ставит себе задачу продолжать таблицы для главных величин до критической температуры и давления, т.-е. до $t_k = 374^{\circ} \text{C}$ и $p_k = 224,2 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ (наши таблицы VIII и IX).

В таких таблицах тем более встречается теперь надобность, что в новейшей паротехнической практике замечается стремление к повышению давления: так, в самое новейшее время опубликованы были опыты W. Schmidt с паровой машиною чрезвычайно высокого давления — до $60 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$. Доклад об этих чрезвычайно интересных опытах сделал О. Hartmann на общем собрании союза немецких инженеров летом 1921 г. (Отчет помещен в Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure за 1921 г., № 26 июня, 2, 9 и 16 июля). При расчетах для этих машин пришлось пользоваться таблицами Шюле, как единственными, содержащими данные в области этих высоких давлений.

В нашем изложении мы остановимся главным образом на результатах непосредственных опытов и изложим основания для первых таблиц Шюле (которые и приводим в отделе таблиц: таблицы VI и VII). Что касается его расширенных таблиц, то мы покажем только на одном примере определения зависимости между p и v для сухого насыщенного пара, какими рассуждениями и вычислениями пытается заменить здесь Шюле недостаток опытного материала, а в остальном ограничимся приведением вышеуказанных таблиц VIII и IX, которые воспроизводятся Шюле также в новейших изданиях его Technische Thermodynamik (3 издание II тома—1920 года, 4 издание I тома—1921 года; в этих таблицах сделаны небольшие исправления по сравнению с таблицами 2 издания).

Мы разделим наше изложение на следующие отделы.

- a) Определение зависимости между p и t для насыщенного пара.
- b) Нахождение удельных объемов сухого насыщенного пара и воды в зависимости от давления или температуры.
- c) Определение количества тепла q , r и λ .

a) Зависимость между p и t для насыщенного пара.

Реньо исследовал эту зависимость для паров воды между -32° и 230° (в таблицах Цейнера даны величины p для t от -20° до 200° — в таблице 1^a и для t от $45,579^\circ$ до $211,34^\circ$ — во 2-й «главной» таблице, zweite Haupttabelle).

Новейшие опыты значительно расширили этот интервал, при чем получились надежные данные вплоть до критической температуры. Первые определения в таком широком интервале были сделаны еще в 1892 г. Battelli (18) и Cailletet и Collardeau (19).

Полный обзор всех работ до 1907 г. по этому вопросу сделал Henning (20); для технических применений имеют особенное значение новейшие опыты Knoblauch, Linde и Klebe (1905 г. — «Мюнхенские опыты» (21), в которых рассматриваемая зависимость определялась для интервала от 100° до 180°); опыты Scheel и Heuse (1909 г. (22): интервал от -16° до 0° над водою и до -68° — над льдом и 1910 г. (23) — интервал от 0 до 50°); затем — опыты Holborn и Henning (1908 года) (24) и опыты Henning и Baumann (1910 г.) (25) от 200° до критической температуры.

Как известно (26), определение рассматриваемой зависимости между давлением и температурой сухого насыщенного пара производится по одному из трех методов: *статическому*, при котором измеряется давление насыщенных паров, соприкасающихся с избытком жидкости при определенной температуре, устанавливаемой по произволу; *динамическому*, при котором измеряется температура кипения жидкости, находящейся под определенным давлением, устанавливаемым по произволу, и, наконец, по методу *изучения изотерм*, в котором данные для сухого насыщенного пара получаются, как предельные числа для паров перегретых. Зависимость между p и v для паров перегретых носит гиперболический характер, после же перехода в состояние насыщения температура перестает меняться, так что изотерма вместо кривой гиперболического вида делается прямою; поэтому момент перехода можно заметить довольно точно; таким образом способ этот дает возможность одновременно изучать и зависимость между p и v для предельной кривой.

Из приведенных новейших работ исследования Knoblauch, Linde, Klebe, Holborn-Henning произведены по динамическому способу, опыты Holborn и Baumann и Scheel и Heuse — по статическому способу.

В следующей таблице сведены результаты этих опытов от 0 до 200° и сравнены с данными Реньо, перевычисленными Henning (27).

Как видим, разница между результатами новейших опытов в совпадающих интервалах чрезвычайно не велика. Не велика разница их и с данными Реньо.

Сравнение опытных результатов для зависимости между давлением и температурой насыщенного водяного пара ⁽²⁹⁾.

	Давление в мм. ртутного столба:			
	Scheel и Heuse.	Regnault.	Мюнхенские опыты.	Holborn и Henning.
0	4,579	4,59		
10	9,210	9,12		
20	17,539	17,34		
30	31,834	31,55		
40	55,341	55,01		
50	92,54	92,20		92,30
60		149,04		149,19
70		233,47		233,53
80		355,0		355,1
90		525,8		525,8
100		760,0	760,0	760,0
110		1074,5	1074,3	1074,5
120		1489,3	1489	1488,9
130		2026,1	2025	2025,6
140		2710,7	2710	2709,5
150		3570,5	3567	3568,7
160		4635	4634	4633
170		5939	5939	5937
180		7517	7514	7514
190		9407		9404
200		11622		11647

Для температур выше 200° имеется мало опытных данных (для сравнения с числами Holborn и Baumann): данные Реньо доходят только до 230°, Ramsay и Joung — до 270; данные же Battelli и Cailletet и Collardeau, хотя доходят до критической температуры воды (по крайней мере — до 360°, хотя по определению Holborn и Baumann она равна 374°), несколько отличны между собою и с опытами Holborn и Baumann (есть еще опыты Knipp от 180° до критической температуры, которую он нашел равной 359°; опыты эти тоже не очень точны ⁽²⁸⁾).

Поэтому мы просто приводим данные для температур выше 200° в таблицах Шюле, помещенных во втором отделе. В этих таблицах для температур от 0 до 50° (включительно) — взяты данные из опытов Scheel и Heuse, для температур от 50° до 200° (включительно) — данные из опытов Holborn и Henning и, наконец, от 200° до 374° — данные Holborn и Baumann.

Нам следует сказать еще несколько слов относительно формул, которыми различные авторы пытались выразить связь между p и t для предельной кривой. Число таких формул — громадно; отсылая для обзора более старых из них к вышеупомянутому общему источнику, упомянем только о нескольких новейших.

Из числа новейших формул, предложенных для связи между p и t для сухого насыщенного пара следует отметить, прежде всего, формулу Dieterici ⁽²⁹⁾, которая пишется в одном из двух видов

$$p_t = p^k e^{7,4 \left(1 - \frac{T_k}{T}\right)} \dots \dots \dots (85)$$

T_k — абсолютная критическая температура водяного пара, которую Dieterici принимает равной $273 + 365 = 638^\circ \text{C}$.

p_k — давление при критической температуре ($= 200,5$ атм).

Выражая давление в мм ртутного столба и вводя соответственные постоянные, ту же формулу пишут и так:

$$\log p_t = 8,3966 - \frac{2050}{T} \dots \dots \dots (86)$$

Формула эта имеет известное теоретическое обоснование и довольно хорошо согласуется с опытами Реньо и с некоторыми опытами, доходящими до критической температуры (Cailletet и Collardeau, Battelli).

Однако, в своей вышеупомянутой работе 1907 года, Henning пользуется для сравнения с опытными результатами не формулой Dieterici, а формулой Thiesen ⁽³¹⁾:

$$(t + 273) \log \frac{p}{760} = 5,409 (t - 100) - \\ - 0,508 \cdot 10^{-3} [(365 - t)^4 - 265^4] \dots (87)$$

(p — в мм ртутного столба, t — в градусах Цельсия).

В работе же 1910 г. он применяет аналогичную формулу, только с несколько измененными коэффициентами: ⁽³²⁾

$$(t + 278) \log \frac{p'}{1,0333} = 5,3867 (t - 100) - 0,5262 \cdot 10^{-3} [(365 - t)^4 - 265^4];$$

$$\left(p' - v \frac{\text{кг}}{\text{см}^2} \right) \dots \dots \dots (88)$$

Шюле в вышецитированной статье говорит, что первоначально хотел для составления своих таблиц взять формулу Dieterici, но затем предпочел воспользоваться данными непосредственного наблюдения.

Формула Dieterici, написанная в виде (86), является частным случаем обширного класса формул для упругости насыщенного пара, называемых формулами Rankine или Dupré-Hertz:

$$\log p = k - m \log T - \frac{n}{T},$$

где k , m и n — известные постоянные. В новейшее время замечается стремление обобщить эту формулу и сделать ее более удобной для согласования с данными опыта. Это обобщение может быть получено следующим образом ⁽³³⁾: из формулы Клапейрон-Клаузиуса имеем

$$\frac{dp}{dT} = \frac{1}{AT} \frac{r}{u}.$$

Положим, что к парам приблизительно приложимо уравнение идеальных газов и примем:

$$p u = R T,$$

тогда будем иметь, по исключении u ,

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dT} = \frac{1}{AR} \frac{r}{T^2}.$$

Если положить вообще

$$r = r_0 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3 + \dots,$$

где r_0 , α , β , γ ... постоянные, не зависящие от p , то p найдется интегрированием:

$$\log p = \frac{1}{AR} \int \frac{(r_0 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3 + \dots) dT}{T^2} + i,$$

т.е. $\log p$ может быть представлен выражением следующего вида:

$$\log p = \frac{C_0}{T} + C_1 \log T + C_2 T + C_3 T^2 + \dots + i \dots (89).$$

Формулой этого вида пользуется, например, один американский автор (Marks), чтобы представить результаты опытов Holborn и Henning ⁽³⁴⁾.

В английских мерах (давление — $\frac{\text{англ. фунт.}}{\text{кв. дюйм.}}$, температура T в абсолютных градусах Фаренгейта $t + 459,64$) он приходит к выражению:

$$\log p = 10,515354 - 4873,71 T^{-1} - 0,00405096 T + \\ + 0,000001392964 T^2.$$

Многие авторы пытались найти коэффициенты в формулах вида (89) на основании тех или иных теоретических соображений. Из этих выводов особенное значение имеют для паров воды работы Nernst и Levy.

Основываясь частью на уравнении соответственных состояний, частью на некоторых допущениях относительно теплотворных способностей, Nernst приходит (35), при помощи термодинамических уравнений, к следующей формуле для давления насыщенных паров воды:

$$\log p = \frac{L_0}{2,3 R T} + \frac{3,5}{R} \log T - \frac{E}{2,3 R} T + C,$$

здесь L_0 , E , C суть постоянные, имеющие определенное физическое значение (в определение которых не будем входить) и находящиеся по данным опыта.

В позднейших работах (36), специально касающихся водяного пара, Nernst и Levy исходят из предположения, что водяной пар образует двойные молекулы, некоторая часть которых диссоциирует в простые (в зависимости от температуры). Тогда, кроме ранее выведенных зависимостей, можно применять также уравнения общей теории диссоциации. Таким образом Nernst и Levy приходят к системе уравнений, дающих возможность находить p по данному T .

Не входя в подробности, приводим окончательную систему уравнений Nernst-Levy (37):

$$\log p = \log \frac{1+\gamma}{28} = -\frac{2956,05}{T} - 5,0826 \log T + 23,86774 \dots (89a)$$

$$\log \frac{\delta \gamma^2}{1-\gamma^2} = -\frac{551,04}{T} + 0,1384 + \log \frac{T}{p} \dots (89b)$$

(δ — постоянная величина, равная 1,2432).

Для данного T имеем 2 уравнения с 2 неизвестными: γ — предполагаемая степень диссоциации и p ; поэтому их можно определить. Член с γ является в уравнении (89a) только поправочным, притом γ меняется не особенно значительно (в интервале $0-100^\circ$, которым занимался Nernst — от 0,99896 до 0,96550). Поэтому из уравнения (89b) можно определять прямо γ , пользуясь хотя бы грубым знанием уравнения состояния, тогда уравнение (89a) даст точное значение p . Произведенные таким образом подсчеты дают результаты, необыкновенно близкие к данным опытов Holborn и Henning.

Работы Nernst и Levy указывают на глубокую теоретическую обоснованность формул вида (89), и следует ожидать, что в ближайшем будущем и результаты опытов над определением связи между p и t будут даваться в этом виде.

В общем вопрос об определении связи между давлением и температурой паров воды можно признать изученным с точностью, даже превосходящую потребности технических приложений.

б) Удельный объем сухого насыщенного пара и воды.

Относительно объема сухого насыщенного пара имеются тоже новейшие опытные данные, но они заключаются в гораздо более узких пределах, чем данные для давления (которые доходят, как мы только что видели, до критического состояния): имеются только определения Battelli (сделанные по способу изотерм), доходящие до температуры в 360° и опыты Ramsay и Young — до 270° .

Опытное определение рассматриваемого объема представляет вообще большие затруднения; в частности, в опытах Battelli определялись сравнительно малые объемы при больших поверхностях стенок сосуда, вследствие чего не исключалась возможность поглощения пара стенками сосуда и преждевременной конденсации; это явление, повидимому, и наблюдалось в опытах Battelli и вызвало разницу его результатов с данными опытов Ramsay и Young⁽³⁸⁾.

В виду этих трудностей для определения v часто прибегают к вычислению его по формуле Клапейрон-Клаузиуса:

$$\frac{r}{v} = AT \frac{dp}{dt}.$$

Это определение требует знания производной $\frac{dp}{dt}$ и скрытой теплоты r , как функции T ; кроме того, это уравнение дает величину $v = s - \sigma$, и для получения точных значений s нужно иметь σ — объем воды — как функцию T , так как при высоких температурах изменение σ делается заметным и не может быть игнорируемо. Величина v уменьшается с повышением температуры и при критической температуре $v = 0$, т. е. $s = \sigma$.

Наиболее надежные результаты получены в новейшее время для интервала от 100° до 180° в мюнхенских опытах. В отличие от опытов Battelli в мюнхенских опытах поддерживался постоянным объем и исследовалось приближение кривых постоянного объема (изохор) из области перегрева к предельной кривой.

Здесь тоже получились результаты, мало отличающиеся от данных Цейнера, полученных из данных Ренью (по формуле Клапейрон-Клаузиуса) в рассматриваемом интервале (ближе, чем результаты Battelli), что видно из следующей таблицы.

Сравнение удельных объемов сухого насыщенного пара по данным Regnault-Zeuner и по мюнхенским опытам ⁽³⁹⁾.

Температура в градусах Цельсия.	Удельный объем по Regnault-Zeuner в м ³ /кг	Удельный объем по мюнхенским опытам в м ³ /кг
100	1,6508	1,674
110	1,1914	1,211
120	0,8763	0,8922
130	0,6560	0,6690
140	0,4988	0,5091
150	0,3850	0,3921
160	0,3012	0,3073
170	0,2386	0,2430
180	0,1912	0,1943

В таблицах Шюле величины объемов s для интервала 100—180° вычислены по данным мюнхенских опытов.

Между 50° и 100° Шюле использовал данные старых, но очень точных ⁽⁴⁰⁾ опытов Fairbairn и Tate, а также опытов Battelli и Wüllner и Grottrian, изобразив результаты отдельных опытов в виде кривых и интерполируя их. Ниже 50° (до 0°) — величины объема получены были несколькими способами: один ряд цифр получался по формуле Клапейрон-Клаузиуса по величинам g из опытов и формул Henning и Dieterici, и величинам $\frac{dp}{dt}$ из опытов Scheel; другой ряд величин получился из уравнения состояния перегретого пара, данного R. Linde (о котором мы будем говорить дальше), при чем давления и температуры, соответствующие состоянию насыщения брались по опытам Scheel. Наконец, третий ряд цифр брался прямо из наблюдений Battelli. В общем получается тоже хорошее совпадение результатов, найденных различными способами. В таблицы Шюле взяты величины 2-го ряда.

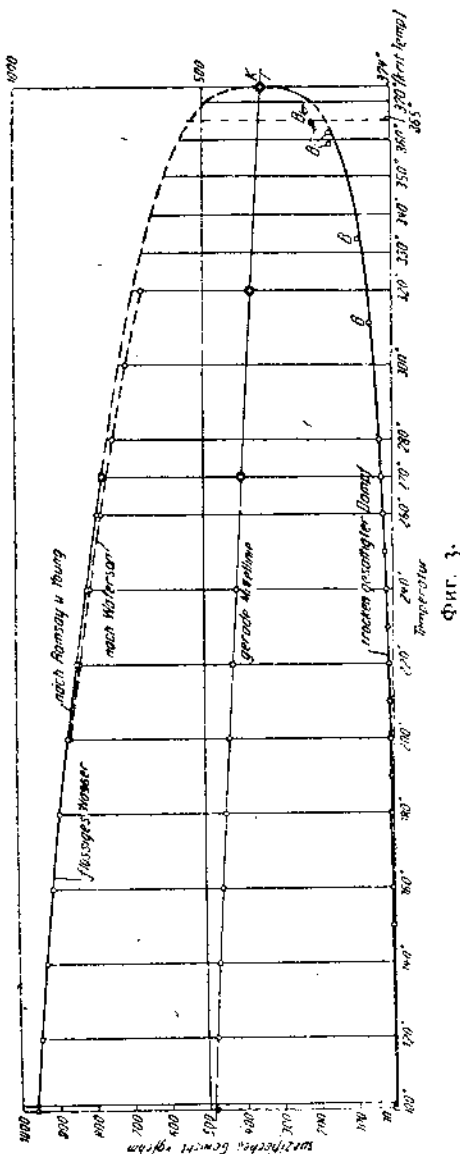
От 180° до 270° — Шюле взял величины удельных объемов сухого насыщенного пара из опытов Ramsay и Young, подвергнув их некоторой обработке и сглаживанию (впрочем, и самые цифры объемов этих наблюдателей получены частью вычислением, частью обработкою непосредственных данных опыта).

Получение величины объемов между 320° и критической температурой (принимаемой, согласно Henning, равной 374°) представляло еще большие затруднения, так как единственные непосредственные опытные результаты — данные Battelli не совсем согласуются с кривыми давлений Henning, принятыми в основу таблиц Шюле для высоких давлений и температур (и критическая температура получилась у Battelli другая, чем у Henning, именно 365°).

Чтобы уменьшить произвольность в сглаживании данных Battelli, Шюле пользуется так называемым законом параболы, или законом прямой средней линии Mathias (41). Закон этот состоит в следующем: если за абсциссы принять температуру, а за ординаты плотности (т.е. величины, обратные удельным объемам) жидкости ($\frac{1}{v}$) и сухого насыщенного пара ($\frac{1}{v_s}$), то получа-

ются две ветви кривой, встречающиеся в точке К, соответствующей критической температуре (фиг. 3). Эта кривая, как показал впервые Mathias, имеет вид параболы, и середины ее хорд, параллельных оси ординат (т.е. точки М), лежат на прямой, весьма мало наклоненной к оси абсцисс.

Этот закон дал возможность Шюле проверить до 320° кривую для объемов пара, данную Battelli, пользуясь



Фиг. 3.

определениями объема воды, данными Ramsay и Young (до 270°) и Waterston (42) (до 320°). Оставшуюся часть кривых до 374° Шюле чертит довольно произвольно, частью придерживаясь точек

Battelli, частью поддерживая параболический вид кривой по закону Mattias. При этом у Шюле получается для критического объема воды величина $2,9 \frac{\text{лтр}}{\text{кг}}$, вместо величины $4,812 \frac{\text{лтр}}{\text{кг}}$ Battelli.

Очевидно, что определение объемов сухого насыщенного пара и воды при высоких температурах по только что описанному способу не отличается надежностью, и вопрос этот нуждается в дальнейшем экспериментальном исследовании.

Мы видели уже, что со 100° до 270° для удельного объема воды Шюле принимает цифры Ramsay и Young, для интервала $270-320^\circ$ — цифры Waterston и, наконец, от 320° до критической температуры в 374° — цифры, получающиеся, можно сказать, графической экстраполяцией, согласно закону параболы.

Объемы воды ниже 100° (от 0 до 100°) Шюле берет по известным опытам Thiesen ⁽⁴³⁾.

Резюмируя все вышесказанное об удельных объемах пара и воды, можно сказать во всяком случае, что новейшие исследования в этой области пополнили наше знание этих величин в технически-важном интервале от 0 до 270° .

с) Для *теплоты жидкости* q имеются хорошие новейшие исследования Dieterici в интервале от 10° до 300° ⁽⁴⁴⁾. В интервале от 40° до 300° они привели к следующей формуле для средней теплосмкости:

$$C_m = 0,9983 - 0,00003184 t + 0,0000006912 t^2, \dots (90)$$

при чем за единицу тепла принимается *средняя калория* (равная одной сотой части всего тепла, необходимого для нагревания 1 кг воды от 0° до 100°).

Из формулы этой получается выражение для теплосмкости при данной температуре:

$$C_t = 0,99827 - 0,00010368 t + 0,0000020736 t^2 \dots (91)$$

Формулой (91) и пользуется Шюле при вычислении своих таблиц от 40 до 300° . Для величин q от 0 до 40° Шюле берет тоже данные Dieterici.

Заметим, что для очень высоких температур и давлений (примерно, выше $30 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$) при нахождении q приобретает значение изменение величины удельного объема жидкости: вычисляя q из данных опыта, нужно тщательно взвешивать, соответствуют ли условия этого опыта точному определению понятия q , данного нами в § 1 (примечание 15-ое) и вводить, если нужно, соответственные поправки.

Таблицы VIII и IX второго отдела, взятые нами из статьи и книги Шюле, составлены с принятием во внимание этих поправок, на которых не будем более останавливаться.

Скрытая теплота испарения была в новейшее время вновь тщательно определена Henning ⁽⁴⁵⁾ в интервале между 30° и

180°; этими цифрами и пользуется Шюле. Для 0° он берет цифру Dieterici (⁴⁶) (594,8 кал.), для промежуточных значений между 0 и 40° получает значения γ простым интерполированием. Наконец, в интервале 180°—270°, величины γ находятся Шюле при помощи формулы Клапейрон-Клаузиуса по найденным раньше значениям $\frac{dp}{dt}$ и α (величины α , как было указано, были взяты непосредственно из опытов Ramsay и Young, т.е. независимо от формулы Клапейрон-Клаузиуса). Интересно отметить, что для всего интервала, исследованного Шюле, получаются для полной теплоты испарения ($\lambda = q + r$, q — берется по данным Dieterici) величины, чрезвычайно близкие к цифрам Реньо (выше 100° — получается разница не более 0,4%; между 70° и 100° — меньше 0,1% и только ниже 50° разница доходит до 1%).

Шюле предлагает для интервала 100° — 200° формулы:

$$r = 539 + 0,712 (t - 100) \dots \dots \dots (91)$$

$$\lambda = 639 + 0,311 (t - 100) \dots \dots \dots (92)$$

или

$$\lambda = 608 + 0,311 t \dots \dots \dots (92 \text{ bis})$$

d) *Таблицы для насыщенных паров Шюле* (мы сохраняем в них обозначения Цейнера).

В отделах а, б, с настоящего параграфа мы указали на новейшие исследования, послужившие для нахождения основных величин его таблицы. Все остальные получаются по вышеприведенным общим формулам. Так, p — внутренняя теплота испарения — получается по формуле

$$p = r - AP(s_2^* - s), \quad i$$

λ — по формуле

$$\lambda = q + r$$

(заметим, что в таблицах Шюле опять дана, как у Цейнера, величина λ , а не i , как у Моллье; практически разница между ними, конечно, весьма мала).

Мы приводим во втором отделе, кроме двух главных таблиц Шюле для водяного пара, еще две вспомогательных таблицы X и XI из 4-го издания его Technische Thermodynamik: для очень малых давлений (0,01—0,2) и для низких температур (10°—50° Цельсия), могущие быть полезными при расчетах конденсационных устройств с высоким вакуумом (⁴⁷).

В заключение настоящего параграфа заметим, что в новейшем издании (4-м, 1912 г.) больших таблиц Landolt и Börnstein для зависимости между p и t (табл. 106) при низких давлениях и температурах (—16° до +50°) использованы данные опытов Scheel und Heuse, от 50 до 70° в ней взяты данные по Nernst, от 70° до 100° — по Реньо с исправлениями Wiebe и, наконец, от 100° до 370° — по данным Holborn и Henning и Holborn и

Бауманн. Объемы воды, в которых от 100° — 370° (табл. 17 d) даны по наблюдениям Ramsay и Young, Waterston и Hirn, удельные объемы сухого насыщенного пара даны по Zeuner (табл. 110).

Для удельной теплоты воды дана сводка формул (табл. 171) большого числа ученых и сравнение их результатов (от 95° до 100° , и затем результаты формулы Dieterici до 300°). Наконец, для теплоты испарения воды (τ и λ) приведена только обширная сводка формул. В общем — использован приблизительно тот же материал, что у Шюле.

§ 5. Новейшие исследования свойств перегретых паров воды. Уравнение состояния перегретого пара.

При составлении уравнения состояния можно или преследовать чисто практические цели — выразить эмпирической формулой результаты наблюдений, или ставить более широкую задачу — создание такого уравнения, из которого можно было бы сделать выводы относительно других свойств тела (теплоемкостей и т. п.). Во втором случае часто приходится прибегать к теоретическим построениям, связанным с гипотезами о строении вещества и о природе тепловых явлений. Образцом такого построения может служить вывод уравнения Ван-дер-Ваальса или более нового уравнения Reinganum⁽⁴⁸⁾. Однако, и в этом случае приходится обыкновенно дополнять общие рассуждения чисто эмпирическими данными (как это и сделал, например, Clausius⁽⁴⁹⁾), уравнение которого представляет именно такое видоизменение и приспособление уравнения Ван-дер-Ваальса к данным опыта).

Число предлагавшихся уравнений состояния для перегретых паров — громадно: далеко неполный список в „Физике“ Хвольсона включает до 30 таких уравнений⁽⁵⁰⁾. В прикладной термодинамике водяного пара, кроме вышеупомянутых уравнений Цейнера и Каллендара, приобрели значение в новейшее время видоизмененное уравнение Тумлира уравнение R. Linde.

Что касается первого уравнения, то оно получилось, как упрощение уравнения Battelli, и должно было выразить результаты опытов последнего.

Как известно, Battelli⁽⁵¹⁾ выразил результаты своих наблюдений сложным уравнением с 7 постоянными:

$$\left[p + \frac{mT^{\frac{v}{v+c}} - nT^{-v}}{(v+c)} \right] (v-b) = RT. \quad \dots \quad (93)$$

По своей сложности это уравнение не нашло себе применения ни в практических вычислениях (для получения v по данным p и T), ни в теоретических выводах (относительно изменяе-

мости C_p). Зато всеобщее одобрение заслужила попытка Tumlirz заменить уравнение Battelli следующим простым уравнением ⁽⁵²⁾:

$$pv = BT - C_p \dots \dots \dots (94)$$

$$\begin{array}{l|l} B = 3,4348 & \text{давление } p \text{ в мм ртутного столба.} \\ C = 0,008402 & \text{объем } v \text{ — в м}^3. \end{array}$$

Уравнение это нашло широкое применение при практических вычислениях, а именно, R. Linde нашел ⁽⁵³⁾, что уравнение (94) прекрасно согласуется с его опытами над определением v для перегретого пара, если написать его в форме:

$$Pv = BT - CP \dots \dots \dots (95)$$

и положить $B = 47,1$; $C = 0,016$;

$$(P \text{ — в } \frac{\text{kg}}{\text{м}^2}, v \text{ — в м}^3),$$

это уравнение принимается для практических вычислений объемов перегретого пара и Schüle (Technische Thermodynamik, 4 Aufl., 1921 г., I т., стр. 294).

Что касается теоретических следствий, то из него, как и из уравнения Цейнера, получается C_p , не зависящее от p :

$$\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p = 0,$$

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_T = 0,$$

$$C_p = \varphi(T).$$

Между тем мюнхенские опыты с несомненностью доказали весьма большое влияние давления на величину C_p (подробно об этом говорится дальше).

Теория Моллье, как мы видели, и явилась результатом принятия уравнения состояния Каллендара, которое позволило вывести для C выражение, зависящее от P и от T и согласованное, по крайней мере качественно, с новейшими опытами.

Однако, количественно между величинами C_p , получаемыми из уравнения Callendar — Mollier и из непосредственных данных, полученных в мюнхенских опытах, имеется довольно большая разница, особенно чувствительная возле самых точек перехода из состояния насыщения в состояние перегрева. Мы обратимся к вопросу о величине C_p в следующем §, теперь же ограничимся этим указанием.

С. той же целью R. Linde предложил свое уравнение состояния для перегретого пара ⁽⁵⁴⁾:

$$Pv = BT - P(1 + aP) \left[C \left(\frac{373}{T} \right)^3 - D \right] \dots (96)$$

$$B = 47,1; \quad a = 0,000002; \quad C = 0,031; \quad D = 0,0052$$

$$(P - \text{в } \frac{\text{кг}}{\text{м}^2}, \quad v - \text{в } \text{м}^3).$$

Уравнение это хорошо воспроизводит результаты первых мюнхенских опытов (давления менялись при них от 2 до $8 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$, температуры — от 100° до 180°). Из него можно найти, применяя общую формулу (55), совершенно таким же способом, как в теории Моллье:

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_T = A \cdot 12 (1 + aP) \frac{C}{T} \left(\frac{373}{T} \right)^3$$

и после интегрирования по общей формуле (33):

$$C_p = \varphi(T) + 12A \left(\frac{373}{T} \right)^3 \frac{C}{T} P \left(1 + \frac{a}{2} P \right), \dots (97)$$

где $\varphi(T)$ — функция температуры, играющая такую же роль, как C_p^0 в теории Моллье.

Эта формула в общем дает правильную картину для изменения C_p (вопрос о зависимости C_p от p и T , как имеющий наибольшее техническое значение, мы разбираем специально в § 7), что свидетельствует, во всяком случае, о близости к действительности уравнения R. Linde ⁽⁵⁴⁾.

Численно же значения C_p , выведенные из уравнения Linde, тоже показывают отклонения от величин, полученных в непосредственных опытах, хотя эта разница и значительно меньше для уравнения Linde, чем для уравнения Callendar, по крайней мере по мнению немецких авторов ⁽⁵⁵⁾, оспариваемому Каллендаром ⁽⁵⁶⁾.

Теми же недостатками отличаются уравнения состояния перегретого пара, предлагавшиеся Goodenough ⁽⁵⁷⁾ и Levy ⁽⁵⁸⁾. Из них особенное внимание в технической литературе уделялось первому, имеющему такой вид:

$$v - c = \frac{RT}{P} - \left(1 + 3a \sqrt{P} \right) \frac{m}{T^n}, \dots (98)$$

со следующими величинами постоянных $\left(v - \text{в } \text{м}^3, \quad P - \text{в } \frac{\text{кг}}{\text{м}^2} \right)$:

$$R = 47,0 \log 3a = 3,28644; \quad \log m = 8,59929; \quad n = 4; \quad c = 0,001.$$

Это уравнение воспроизводит данные об объеме перегретого пара с такой же точностью, как и уравнение Linde (96). Что касается

величины C_p , выведенной из него, то она выражается при помощи формулы:

$$C_p = C_p^0 + \frac{A \mu n (n+1)}{T^2 + 1} P (1 + 2a \sqrt{P}), \dots (99)$$

где C_p^0 он придает вид

$$C_p^0 = \alpha + \beta T + \frac{\gamma}{T^2} \dots (99 \text{ bis})$$

Это выражение воспроизводит (до $8 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$, и до перегрева в 550°) очень хорошо величины мюнхенских опытов (с наибольшими отклонениями у точек предельной кривой, не превышающими $1,5 - 2\%$ и только при $8 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ достигающими 4%). Но, с увеличением давления, отклонения в точке насыщения делаются и здесь больше и больше.

Неудачи этих попыток построить уравнение состояния, которое годилось бы и для точного выражения C_p в пределах мюнхенских опытов, побудило Якоба искать решения задачи, пользуясь обратным путем ⁽⁵⁹⁾, а именно, исходя из данных величин C_p и получая из него графическим путем значения объемов при различных P и T . Неудачу различных авторов он приписывает самому методу определения C_p из уравнения (55) по не вполне надёжно определенной зависимости между v и T . В выражение для C_p входит вторая частная производная от v по T :

$$C_p = \varphi(T) - A \int T \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} dP.$$

Если написать уравнение состояния перегретого пара в обыкновенно придаваемой ему форме

$$v = \frac{RT}{P} - R,$$

где R — есть поправочный член, выражающий отклонение перегретого пара от закона Бойль-Мариотта, то будем, очевидно, иметь:

$$-\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} = \frac{\partial^2 R}{\partial T^2},$$

т.е. в выражение для C_p под знаком интеграла войдет вторая частная производная от R по T . Геометрическое значение ее — есть, приблизительно, кривизна изобар в диаграмме v, T : эта кривизна очень мала, и малые по абсолютной величине ошибки в уравнении состояния дают большие процентуальные неточности для кривизны, а следовательно — и для C_p .

Поэтому он предлагает идти обратным путем и находить численные основы уравнения состояния графическим анализом по диаграммам для C_p . Из основной формулы:

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_T = -A T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_P$$

получим интегрированием по T :

$$\psi(P) - \frac{1}{A} \int \frac{1}{T} \left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_T dT = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \quad . \quad . \quad (100)$$

и окончательно:

$$v = \varphi(P) + \psi(P) T - \frac{1}{A} \int \int \frac{1}{T} \left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_T dT^2 \quad . \quad (101)$$

Примем, что при $\left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_T = 0$ пар следует уравнению идеального газа; температуру T_0 , соответствующую этому состоянию, примем за начальную при обоих интегрированиях. Тогда получится:

$$\psi(P) = \frac{B}{P},$$

$$\varphi(P) = 0,$$

и

$$v = \frac{BT}{P} - \frac{1}{A} \int_{T_0}^T \int_{T_0}^T \frac{1}{T} \frac{\partial C_p}{\partial P} dT^2 \quad . \quad . \quad (102)$$

В отличие от предыдущего способа нахождения C_p здесь искомая величина (v) получается однократным дифференцированием и двукратным интегрированием. Последняя операция уменьшает, по мнению Якоба, влияние неправильностей, имеющихсЯ в подынтегральной функции.

Интегрирование в формуле (100) Якоб производит графическим путем по кривым для C_p (о которых мы будем говорить дальше). Сначала находятся величины остаточного члена R в уравнении состояния перегретого пара, а затем дается таблица для величин v . Ее мы приводим во втором отделе (таблица XII).

Данными этой таблицы можно пользоваться так же, как уравнением состояния, для определения v по данным P и T (интерполируя для промежуточных P и T , не находящихся в таблицах).

§ 6. Уравнение состояния перегретого пара R. Planck и Eichelberg.

Идеей Якоба пользуется в своей работе R. Planck⁽⁶⁰⁾. Он тоже исходит из графического изображения величин C_p , данных в Мюнхенских опытах, пользуясь обработкой, данной Якобом. Но вместо графического интегрирования он ищет аналитического выражения для этих кривых, при чем придает ему следующий вид:

$$C_p = C_p^0 + \frac{f_1(p)}{T - f_2(p)}, \quad . \quad . \quad . \quad (108)$$

где C_p° , как и в предыдущих уравнениях, означает предел, к которому стремится C_p при уменьшении p до нуля, а f_1 и f_2 — некоторые функции от p (не заключающие T). Для этих функций R. Planck находит следующие, довольно сложные выражения:

$$f_1 = \frac{16,24p}{p+20}, \dots \dots \dots (104)$$

$$f_2 = 192 \log \frac{10p(p+5,6)}{p+0,1} \dots \dots \dots (105)$$

Наконец C_p° он придает следующую трансцендентную форму:

$$C_p^\circ = 0,450 + 1,004 T^{-1500} = 0,450 + \frac{1}{1,004^{1500-T}} \dots \dots \dots (106)$$

(Для нахождения v то или иное выражение C_p° не имеет значения, так как при дифференцировании по p оно сокращается). Как показывают вычисления Р. Планка, уравнение (106) хорошо сходится с данными Якоба даже при высоких давлениях и возле самой кривой насыщения (до $8 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ отклонения от опытных данных не превышают $1,5\%$, и даже при $18 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ разница не превышает 2% , а при $20-2,5\%$). Для нахождения v он пользуется уравнением Clausius (55):

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial p} \right)_T = -AT \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p.$$

составляет:

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial p} \right)_T = \frac{f_1'}{T-f_2} + \frac{f_1 f_2'}{(T-f_2)^2},$$

$$A \cdot 10^4 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_T = - \frac{f_1'}{T(T-f_2)} - \frac{f_1 f_2'}{T(T-f_2)^2}$$

(множитель 10^4 введен, так как давления в функциях f_1 и f_2 выражены в $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ вместо $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$).

Первое интегрирование по T дает:

$$A \cdot 10^4 \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_T = \varphi(p) + \frac{f_1 f_2'}{f_2} \frac{1}{(T-f_2)} + \left(\frac{f_1}{f_2} \right)' \log \frac{T}{T-f_2}, \dots \dots (107)$$

где

$$\left(\frac{f_1}{f_2} \right)' = \frac{\partial \left(\frac{f_1}{f_2} \right)}{\partial p}.$$

Для нахождения $\varphi(p)$ служит следующее соображение: с повышением температуры, вообще говоря, уменьшаются отклонения перегретых пара от законов идеальных газов и при некоторой

температуре θ отрицательный поправочный член в уравнении перегретого пара обращается в нуль (а затем делается положительным). Для этой температуры будем, очевидно, иметь:

$$\left(-\frac{\partial v}{\partial T}\right)_{T=\theta} = \left(\frac{v}{T}\right)_{T=\theta} = \frac{R}{P},$$

Вводя это условие в уравнение (107), получим:

$$\varphi(P) = \frac{AR}{P} - \frac{f_1 f_2'}{f_2} - \frac{1}{\theta - f_2} - \left(\frac{f_1}{f_2}\right)' \log \frac{\theta}{\theta - f_2}$$

т.-е. будет:

$$A.10^4 \left(-\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = \frac{AR}{P} + \frac{f_1 f_2}{f_2} \frac{(\theta - T)}{(\theta - f_2)(\theta T - f_2)} + \left(\frac{f_1}{f_2}\right)' \log \frac{T(\theta - f_2)}{\theta(T - f_2)}. \quad (108)$$

Вторичное интегрирование дает:

$$A.10^4 v = \frac{ART}{P} + \frac{f_1 f_2'}{f_2} \frac{(\theta - T)}{(\theta - f_2)} + \left(\frac{f_1}{f_2}\right)' T \log \frac{T(\theta - f_2)}{\theta(T - f_2)} - f_1' \log \frac{\theta - f_2}{T - f_2} \quad (109)$$

При $T = \theta$ все добавочные члены в этом уравнении исчезают, и получается уравнение по типу идеальных газов.

Уравнение (109), конечно, совершенно неудобно для практических вычислений, но оно удовлетворяет поставленной цели и выдерживает очень успешно сравнение с опытными данными.

Заметим, что для производных f_1' и f_2' получаются следующие значения:

$$f_1' = \frac{324,8}{(p + 20)^2} \quad (110)$$

$$f_2' = \frac{83,39 (p^2 + 0,2p + 0,56)}{p(p + 0,1)(p + 5,6)} \quad (111)$$

Наконец, θ надо тоже принять функцией давления:

$$\theta = 920 + 15p \quad (112).$$

Результаты сравнений уравнения R. Planck с опытными данными приведены в нижеследующих таблицах, при чем в обеих таблицах даны значения поправок Δv к основному члену уравнения состояния для идеальных газов $\frac{RT}{P}$, который берется одинаковым во всех 3 уравнениях.

Первая из таблиц дает эту поправку для случая сухого насыщенного пара (она обозначается $\Delta v''$), а таблица 2-ая — для различных степеней перегрева.

$\Delta v''$ (сухой насыщенный пар) в $\frac{\text{lt}}{\text{kg}}$

p	$\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$	T_s°	t_s	По ур-ию Linde	По Молье	По Шюле	По ур-ию 109
0,5		353,9	80,9	31,4	30,6	43,7	29
1		372,1	99,1	26,5	25,8	31,6	25,7
2		392,6	119,6	22,3	21,3	22,6	22,6
4		415,8	142,8	18,6	17,5	18,6	19,4
6		430,9	157,9	16,7	15,4	16,5	17,5
8		442,5	169,5	15,6	13,9	15,6	16,0
10		451,9	178,9	14,6	13,0	14,8	14,8
12		459,9	186,9	14,0	12,2	13,7	13,9
14		467,0	194	13,6	11,5	12,9	13,1
16		473,3	200,3	13,15	11,0	12,1	12,4
18		479,1	206,1	12,8	10,5	11,4	11,7
20		484,3	211,3	12,55	10,1	10,6	11,2

Δv для перегретого пара.

		$t = 150^\circ$			$t = 200^\circ$			$t = 250^\circ$			$t = 300^\circ$		$t = 400^\circ$	
		По Linde	По Молье	По ур-ию 109	По Linde	По Молье	По ур-ию 109	По Linde	По Молье	По ур-ию 109	По Молье	По ур-ию 109	По Молье	По ур-ию 109
p = 1	$\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$	16,35	16,4	17,1	10,2	11,0	12,1	6,15	8,6	8,6	6,3	6,0	3,7	2,7
4		17,3	16,4	18,2	10,8	11,0	12,3	6,5	8,6	8,7	6,3	6,2	3,7	2,95
8		—	—	—	11,6	11,0	12,3	7	8,6	8,55	6,3	6,1	3,7	3,1
12		—	—	—	12,4	11,0	12,3	7,5	8,6	8,3	6,3	6,0	3,7	3,2
16		—	—	—	13,15	11,0	12,4	8	8,6	8,05	6,3	5,8	3,7	3,2
20		—	—	—	—	—	—	8,5	8,6	7,8	6,3	5,6	3,7	3,2

Как видим согласие этих данных очень хорошее. Однако, форма уравнения Р. Планка явно искусственна и крайне сложна, а потому уравнение мало пригодно для каких-либо глубоких выводов.

В своей новейшей работе (1920 года) Eichelberg пользуется непосредственными данными Knoblauch и Winkhaus (1915—1917 года) для величины C_p (о которых мы будем говорить в следующем §); ход его вывода тот же, что у Р. Планка: он прежде всего старается составить аналитическое выражение, которое давало бы величину C_p при различных p и T согласно опытным данным. Он принимает для C_p такую формулу:

$$C_p = C_p^0 + \frac{\varphi_1}{T^m} + \frac{\varphi_2}{T^n}, \dots \dots \dots (113)$$

где φ_1 и φ_2 должны быть функциями одного давления, а m и n — некоторые целые числа (не равные 1 и 2, чтобы при интегрировании не получить члена с $\log$), C_p^0 означает, как и раньше, предел, к которому стремится C_p при уменьшении p до нуля (теплоемкость при давлении, равном нулю).

Прежде всего ищется выражение для C_p^0 . Автор останавливается на формуле, данной Goodenough (57):

$$C_p^0 = \alpha + \beta T + \frac{\gamma}{T^2} \dots \dots \dots (114)$$

Коэффициентам α , β и γ он придает такие значения: $\alpha = 0,345$, $\beta = 0,000197$, $\gamma = 5500$.

После разных попыток Eichelberg приходит к уравнению вида (113) с такими постоянными

$$C_p = C_p^0 + \frac{c_1 p}{T^{11}} + \frac{c_2 (p + 2 \cdot 10^4)^{2,2} - c_3}{T^{15}}, \dots \dots \dots (115)$$

где коэффициенты c_1 , c_2 и c_3 имеют следующие значения:

$$c_1 = 3,2 \cdot 10^4; c_2 = 2,83 \cdot 10^{22}; c_3 = 1,64 \cdot 10^{36} \quad \left(p \text{ в } \frac{\text{kg}}{\text{m}^2} \right)$$

Это уравнение дает чрезвычайно малые отклонения от данных, опубликованных Knoblauch и Winkhaus: самое большое отклонение получается не более 0,8%.

Дальнейший вывод уравнения состояния не представляет особенных затруднений и сводится к простому применению уравнения Клаузиуса (дифференцирование по p и двукратное интегрирование по T).

Окончательно получается уравнение состояния в таком виде:

$$V = \frac{RT}{P} - \frac{1,139}{(T/100)^3} - \frac{11615 \left(\frac{P}{10^4} + 2 \right)^{2,2}}{(T/100)^{14}} \dots \dots (116)$$

R — обычная газовая постоянная, равная 47,06 при v в $\frac{m^3}{kg}$, Rv $\frac{kg}{m^2}$. Это уравнение для вычислений довольно удобно (оно немногим сложнее, чем, например, уравнение (96) самого Linde). Пользуясь выведенным уравнением (116), автор находит дальше величины i и S. Для вывода выражения для i он пользуется дифференциальным выражением (62):

$$di = C_p dT - A \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp$$

и находит (выбрав соответственным образом прибавочную/ постоянную):

$$i = 513,2 + \left(\alpha T + \frac{\beta}{2} T^2 - \frac{\gamma}{T} \right) - \frac{C_1 p}{3T^3} - \frac{C_2(p + 2.10^4)^{3,2} - C_3}{14 T^{14}}, \quad (117)$$

а для нахождения S берет выражение

$$ds = \frac{C_p}{T} dT - A \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp,$$

откуда получается

$$S = 0,6841 + \alpha \log T + \beta T - \frac{\gamma}{2T^2} + AR \log p - \frac{C_1 p}{4T^4} - \frac{C_2(p + 2.10^4)^{3,2} - C_3}{15T^{15}} \quad (118)$$

При помощи этих формул можно довольно удобно получить данные, необходимые для построения диаграммы iS.

Наконец, применяя известное выражение для разности теплоемкостей,

$$C_p - C_v = AT \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v$$

он получает формулу для разности $C_p - C_v$, а затем находит и самое C_v .

Найденное им уравнение Eichelberg подвергает различным проверкам. Так он сравнивает величины v, при помощи его полученные, с данными Linde и вычислениями Jacob, при чем по отношению к первым получаются отклонения не более 0,8%, а по отношению ко 2-м — 0,6%.

Затем он ищет, каков должен быть показатель адиабаты (если принимать ее за политропу).

Для этого показателя получается выражение:

$$k_{ad} = - \frac{v}{p \left[\frac{\partial v}{\partial p} \right]_T \left[1 - \frac{C_p - C_v}{C_p} \right]} \dots \dots \dots (119)$$

из формулы этой получается такая таблица значений k:

p =	0	2	6	10	14	20
t_s	1,312	1,311	1,310	1,307	1,305	1,305
200	1,312	1,312	1,311	1,310	—	—
300	1,302	1,302	1,301	1,301	1,301	1,301
400	1,29	1,290	1,287	1,288	1,288	1,287
550	1,272	1,272	1,271	1,271	1,270	1,270

Как видим, показатель этот очень мало отличается от принимаемой Callendar и Mollier величины в 1,3.

Уравнение Эйхельберга, хотя и сложно на вид, но довольно удобно для вычислений. Важные термодинамические функции (i, S) находятся из него без труда в виде тоже довольно удобным для вычислений. Им пользуется Stodola в четвертом издании своего сочинения о паровых турбинах (Dampf- und Gasturbinen. Berlin, 1922 г.) Конечно, формулы Эйхельберга, как и Р. Планка надо рассматривать, как чисто эмпирические, и более рационального вида формул можно ожидать на основании соображений в духе Nernst и Levy или новейших теорий теплоемкости.

В новейшей своей статье (2-я из цитированных у нас под № 61) R. Planck возвращается к вопросу об уравнении состояния перегретого пара, при чем ставит задачу гораздо более общего характера, именно нахождения такого уравнения, которое заключало бы возможно мало произвольных постоянных и годилось бы не только для паров воды, но и для других жидкостей (например CO₂). Этому уравнению он придает поэтому форму, представляющую известное сходство с законом соответственных состояний, вводя как переменные отношения:

$$\frac{p}{p_k} = \pi, \quad \frac{T}{T_k} = \theta.$$

Самое уравнение имеет вид:

$$\psi = AP(v - v') = ART \left(1 - \frac{\pi}{\theta^m} \right)^n$$

(v' — удельный объем жидкости).

Постоянные показатели m и n выбираются так, чтобы получить согласие с опытными данными. Из разных комбинаций этих величин R. Planck отдает предпочтение для паров воды такой:

$$m = 4,5 ; n = 0,3.$$

При этом, действительно, получается хорошее согласование с опытными данными (по крайней мере, до температуры $T = 523^\circ$, соответствующей давлению около 40 ат; для больших температур и давлений, хотя и сделано сравнение с данными Шюле, но эти последние сами по себе представляют экстраполяцию опытных данных). Это сравнение приведено в следующей таблице:

T	P $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$	ϕ	
		по данным Schüle.	по формуле R. Planck.
273	0,00622	30,4	30,10
323	0,1258	35,4	35,5
376	1,0333	40,7	40,5
423	4,8517	44,5	44,5
473	15,834	47,3	47,1
523	40,48	48,0	47,7
573	87,41	(42,9)	45,2
623	168,1	(27,7)	35,6
633	189,6	(21,8)	21,0
643	213,7	(13,4)	21,9
$T_k = 647$	224,2	0	0

Уравнения Р. Планка представляют большой интерес в том отношении, что они очень близки к уравнению Callendar-Mollier. В самом деле, последнее уравнение:

$$v - v' = \frac{RT}{P} - \frac{C}{T^{m-1}}$$

может быть легко представлено в таком виде:

$$\phi = AP (v - v') = ART \left(1 - C' \frac{\pi}{\phi m} \right),$$

а уравнение Планка может быть разложено в ряд по степеням $\frac{\pi}{\theta_m}$, и для малых величин π можно остановиться на первом члене разложения, при чем получится полное совпадение с формулой Callendar-Mollier, написанной в только что указанном виде. Затем формула Планка удовлетворяет теоретическим требованиям; именно, для критической точки исполнены условия:

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial T} = -\infty.$$

Наконец, из формулы Планка получаются величины для теплоемкостей водяного пара, хорошо сходящиеся с новейшими опытными данными мюнхенских опытов (о которых мы говорим подробно в § 7).

Planck исходит для определений C_p из формулы, приведенной у нас под № 55:

$$\left(\frac{\partial C_p}{\partial P}\right)_T = -AT \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_P,$$

откуда получается

$$C_p = f(T) - AT \int \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_P dP.$$

Полагая:

$$\frac{\pi}{\theta_m} = \alpha,$$

получим

$$C_p = f(T) + ARm(1 - mn) \left(1 - \alpha\right)^n + \frac{ARm^2 n}{(1 - \alpha)^{1-n}}.$$

Для состояния идеального газа имеем $\alpha = 0$, и

$$C_p = C_p^0.$$

Следовательно

$$f(T) = C_p^0 - ARm,$$

$$C_p = C_p^0 - ARm \left[1 - \left(1 - \alpha\right)^n \right] + ARm^2 n \frac{\alpha}{(1 - \alpha)^{1-n}}.$$

Для небольших давлений можно приблизительно принять

$$\frac{\alpha}{(1 - \alpha)^{1-n}} = \alpha - (n - 1)\alpha^2;$$

$$C_p = C_p^0 + ARmn(m - 1)\alpha + ARmn(1 - n)(m - 0,5)\alpha^2 \quad (A)$$

Уравнение Callendar-Mollier дает

$$C_p = C_p^0 + ARmn(m - 1)\alpha, \quad \dots \quad (B)$$

т.-е. оно тоже дает как бы первое приближение к формуле, вытекающей из уравнения Планка (нет члена с α^2).

Сравнение полученных формул с величинами C_p , взятыми из новейших опытов О. Кноблауха, показывает, что формула R. Planck лучше с ними согласуется, чем формула Callendar-Mollier (сравнение делается для точек кривой насыщения, т.е. определяется C_p'').

$p = \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$	1	4	6	8	10
$T^\circ \text{ C}$	372,1	415,9	431,1	442,6	452,1
$\alpha = \frac{\pi}{34,5}$	0,05376	0,1303	0,1663	0,1970	0,2238
C_p (по О. Кноблаух).	0,458	0,459	0,460	0,461	0,462
C_p по ур-ию В	0,486	0,527	0,547	0,564	0,579
" " А	0,487	0,534	0,558	0,580	0,600
" из Мюнх. опытов.	0,487	0,528	0,555	0,584	0,613

Наконец, в критической точке ($\alpha = 1$) получаем теоретически-правильную величину

$$C_p = \infty.$$

Все эти результаты заставляют с крайним интересом ожидать дальнейшей разработки уравнения Планка.

§ 7. Теплоемкость C_p перегретого пара.

Ни один вопрос в теории водяных паров не возбуждал столько интереса, как определение зависимости теплоемкости при постоянном давлении C_p от p и T . Это совершенно понятно, так как, с одной стороны, уравнение состояния для перегретого пара известно с точностью, во всяком случае достаточною для всех технических приложений, с другой стороны — по вопросу о зависимости C_p от p и T различные исследователи приходили к самым разнообразным заключениям.

Наконец, самая величина C_p имеет первостепенное техническое значение, так как знание ее необходимо для определения теплоты, затрачиваемой на перегревание при постоянном давлении.

Если даже ограничиться по этому вопросу рассмотрением взглядов, высказывавшихся только в технической литературе, то и в них находим крайнее разнообразие. Так, после мнения Цейнера о *постоянстве* теплоемкости C_p перегретого пара было высказано мнение о зависимости ее *только от температуры* (именно — об увеличении ее с температурой). Теоретически оно выводилось из соответственного уравнения состояния Вейраухом⁽⁶²⁾ и подтверждалось еще в 1903 году — Гриссманом⁽⁶³⁾, опиравшимся также на Grindley⁽⁶⁴⁾.

В отличие от этих авторов Н. Lorenz, как в своем курсе технической физики (1904), так и в отдельной статье (1905 г.)⁽⁶⁵⁾ высказывал мнение о быстром уменьшении C_p с температурой перегрева и о возрастании C_p с увеличением давления p ; его выражение для C_p имеет вид:

$$C_p = 0,43 + 3600000 \frac{p}{T^3} \dots \dots \dots (103).$$

Модль построил свою теорию, как мы видели первоначально на аналогичном предположении, хотя самый вид зависимости C_p от T был у него, как мы видели, другой:

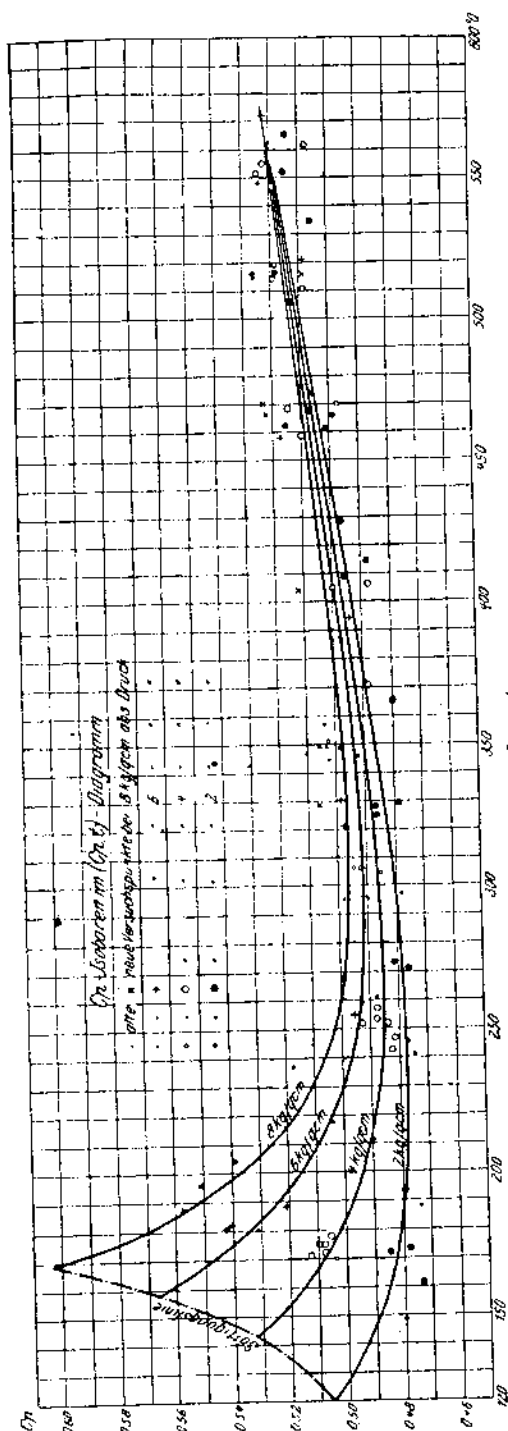
$$C_p = C_p^0 + n(n+1) AC \left(\frac{273}{T}\right)^n \frac{P}{T}$$

(уравнение (39) нашей статьи).

Большой заслугой тех же мюнхенских исследователей явилось разъяснение этого сложного вопроса. Они пришли к следующему результату: C_p — возрастает с давлением; при давлениях начиная с $2 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$, C_p сначала уменьшается с возрастанием t (при этом уменьшение это тем больше, чем больше давление), а затем, при более высоких температурах — начинает медленно и непрерывно возрастать. Этот взгляд был высказан в первой большой статье о теплоемкости C_p по данным мюнхенских опытов (1905 года) и с тех пор получил большое распространение и развитие, как в работах самих мюнхенских исследователей, так и в работах других ученых.

Ясности изложения немало содействовала чрезвычайно удачная форма, выбранная в вышеупомянутой статье Кноблаух и Якоб. Они изображают именно теплоемкости C_p графически, строя кривые C_p для каждого давления при изменении температуры. Очевидно, что и кривая насыщения тоже получается на этом чертеже.

Не останавливаясь на детальном разборе отдельных статей, приводим это изображение C_p по данным мюнхенских опытов (опубликованных в 1911 году) (фиг. 4).



Фиг. 4.

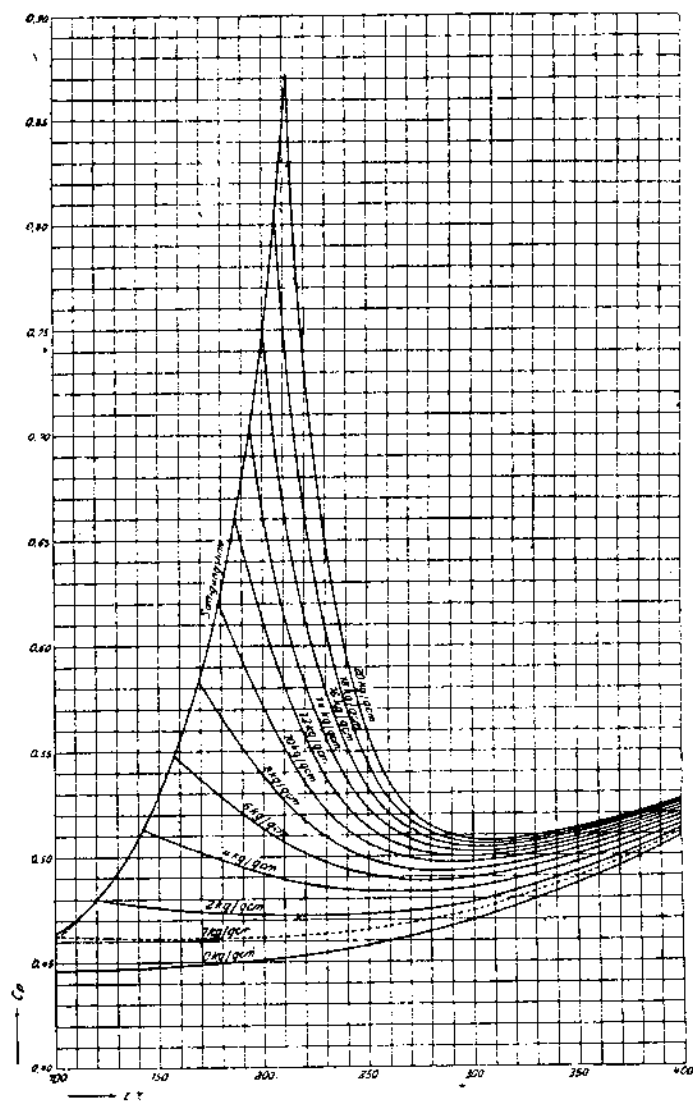
Для практических целей вычисления с переменной теплоемкостью C_p , неудобны, поэтому в тех же работах приведены графические и числовые таблицы для средних теплоемкостей C_{pm} от температуры насыщения до данного перегрева. Это графическое изображение приведено на фиг. 5.

Для технических целей интервал, в котором производились первые мюнхенские опыты, был достаточен, поскольку дело идет о температуре (до 550°), но недостаточно велик в отношении изменчивости давлений (от 2 — 8 $\frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$). Поэтому ими же была предложена графическая экстраполяция их результатов до 20 $\frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ в одну сторону и до 0 $\frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ — в другую (фиг. 6).

Конечно, данные этой диаграммы во всем объеме не отличаются той надежностью, какую представляет опытно обоснованная ее часть.

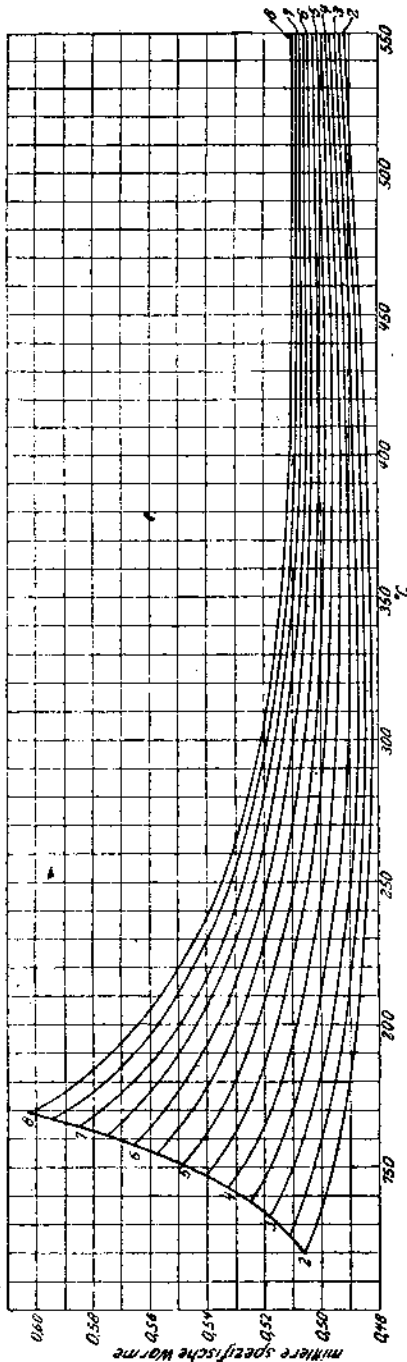
Поэтому желательно было непосредственное опытное определение C_p при высоких давлениях. Это было исполнено в последней из опубликованных работ мюнхенских исследователей (О. Кноблаух и Винкхаус в 1915 и 1917 г.г.) ⁽⁶⁶⁾, в которой содержатся данные

о непосредственных опытных определениях величин C_p для давлений от 8 до 20 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ и перегревов до 380°. Эти опыты под-



Фиг. 5.

твердили в общем прежние предположения мюнхенских исследователей относительно характера изменения C_p с давлением и температурой (но дали несколько меньшие значения для C_p , чем пред-



Фиг. 6.

полагалось раньше). Мы даем во II отделе в таблицах XIII и XIV значения C_p и C_{pm} , приведенные в указанной новейшей работе (что касается кривых для C_p и C_{pm} , то мы оставляем старые изображения вследствие невозможности воспроизвести новые; разницы по внешнему виду между этими кривыми, впрочем, никакой нет, да и количественные различия между ними сравнительно очень не велики).

В 1916 году появилась крайне обстоятельная сводка данных по насыщенным и перегретым парам воды, составленная А. В. Поповым (97). При этом были сделаны многие самостоятельные подсчеты, приведшие автора к составлению очень хорошей диаграммы i для паров воды. Автор не ставит себе задачей составление какого-либо уравнения состояния или аналитических выражений для C_p , энтропии, S и теплосодержания i . Но, основываясь на результатах мюнхенских исследователей и частью дополняя их помощью таблиц Шюле и данных других исследователей, автор дает очень хорошие и полные таблицы. Особенный интерес представляют таблицы III (величины i) и IV (величины S) его книги, составленные путем графических подсчетов из величин C_p , заданных вышеприведенными кривыми Knoblauch и Jakob. Эти таблицы мы воспроизводим во II отделе под №№ XV и XVI.

За истекшие со времени появления выше названной работы Knoblauch и Jakob годы

появилось много работ как экспериментальных, так и теоретических, которые почти все подтверждают результаты мюнхенских исследователей в их общем характере, а иногда даже и в количественных результатах.

Особенно важными являются следующие работы:

1) Экспериментальное исследование C_p , сделанное в лаборатории Cornell University Томасом (⁶⁸). В исследовании этом в пределах до давлений 35 атм. и температур около 400° С он обнаружил увеличение C_p с давлением и падение C_p , начиная с точек кривой насыщения, но им не было обнаружено позднейшее возрастание с температурой.

2) Пользуясь большой известностью исследования Holborn и Henning (⁶⁹) над определением C_p для давления в одну атмосферу до температуры сначала в 880°, а затем — в 1350°. Опыты эти дали сначала линейную формулу для C_p (с непрерывным возрастанием этой величины), а затем — формулу 2-ой степени, которая дает, как и кривые мюнхенских исследователей, для C_p некоторый минимум (абсолютные же величины C_p получаются по формулам Holborn и Henning несколько меньшие, чем у мюнхенских исследователей).

Результаты Holborn и Henning подтверждены в новейшее время опытами Pier (⁷⁰), выражающими C_p в интервале между 0 и 2350° функцией третьей степени температуры.

3) Теоретические работы Harvey Davis (⁷¹) и Nernst и Levy (⁷²). Выводы этих авторов дают общую картину изменения C_p водяного пара, совершенно схожую с результатами мюнхенских исследователей, и даже численные значения C_p , полученные теоретически, не много разнятся от опытных данных (по крайней мере для точек, несколько удаленных от кривой насыщения).

4) Наконец, можно считать косвенным подтверждением результатов мюнхенских исследователей, кривые и формулы для C_p паров азота, данные в 1910 г. Р. Планком (⁷³).

Он приходит к следующей формуле для C_p , вполне схожей с приводимыми у нас формулами для воды:

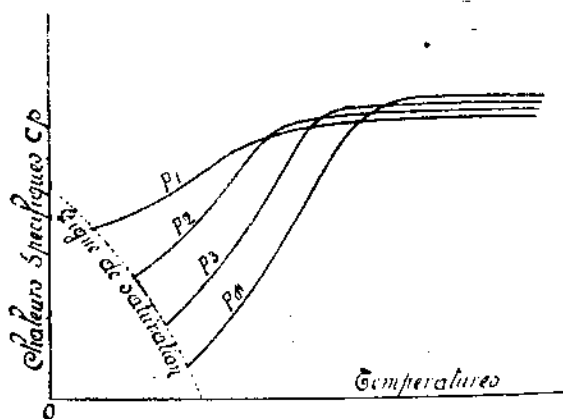
$$C_p = 0,2246 + 0,000038 T + 0,905 \frac{P}{T^3}.$$

Scheel и Heuse (⁷⁴) обнаружили подобное же возрастание C_p по направлению к кривой насыщения для *воздуха*. Окончательные результаты, полученные им для изменения C_p при давлении в 1 атм., следующие:

Температура	C_p
+ 20°	0,2408
— 78°	0,2432
— 183°	0,2524,

т.-е. возрастание в интервале от комнатной температуры до — 183° почти на 5%.

Единственным исключением из этого ряда работ, взаимно друг друга поддерживающих и в общем согласующихся друг с другом, является большое исследование А. Duchesne⁽⁷⁵⁾. Он исследовал как уравнение состояния перегретого пара, так и изменяемость C_p . Результаты, найденные им относительно C_p , самым коренным образом расходятся с данными мюнхенских исследователей: изменяемость C_p , найденная им, изображена схематически на фиг. 7, т.-е. C_p непрерывно *увеличивается*, начиная от кри-



Фиг. 7.

вой насыщения, и притом для больших давлений C_p сначала меньше, чем для малых, а потом делается больше, стремясь к одной величине, медленно возрастающей с t .

Опыты делались Дюшеном при помощи особого электрического висометра (названного им „hyperthermomètre“), введенного им прямо внутрь пара. Раз-

личие свое с результатами мюнхенских исследователей Duchesne именно приписывает неправильному измерению температуры, принятому последними: по утверждению Duchesne, даже в новейших опытах (Knoblauch и Н. Mollier 1911 г.), когда ими употреблялась термомпара, они все же не вводили ее непосредственно в пар.

Эти утверждения категорически отрицаются Knoblauchом⁽⁷⁶⁾, обещающим дать подробный разбор опытов Duchesne. Работа последнего встретила также резкую критику R. Smith⁽⁷⁷⁾.

Все новейшие исследования подтверждают результаты мюнхенских опытов (по крайней мере, поскольку дело идет об общем характере зависимости C_p от p и T). Поэтому возражения Duchesne надо считать утратившими в настоящее время свое значение.

В цитированной уже⁽⁷⁸⁾ статье Якоба мы находим другое вычисление величин C_p из тех же мюнхенских опытов, частью скорректированных на основании расчетов Дэвиса и других исследователей. Мы не приводим этих данных, так как в таблицах XIII и XIV помещаем величины C_p и C_{pm} , непосредственно полученные в мюнхенских опытах 1915—1917 г. г.

При помощи этих таблиц, а также таблицы XII, о которой говорилось раньше, могут очень удобно решаться все технические вопросы при вычислениях относительно перегретого пара.

§ 8. Графические изображения.

Новейшие исследования относительно перегретого пара, характеризованные нами в предыдущем параграфе, не привели, как мы видели, к построению простой и общепринятой аналитической теории такого пара.

В частности, например, не было найдено простого аналитического выражения для энтропии перегретого пара и не изучено уравнение адиабаты. Поэтому, при вычислениях с перегретыми парами, в практике предпочитают пользоваться специальными диаграммами TS или iS, о которых мы и будем говорить в настоящем параграфе.

Заметим, что пользование аналитическими формулами, при некоторых преимуществах, представляет то неудобство, что требует всегда предварительного определения момента перехода пара в насыщенное состояние, так как с этого момента все аналитические зависимости существенным образом изменяются.

Это обстоятельство делает иногда вычисления сложными и неудобными ⁽⁷⁹⁾.

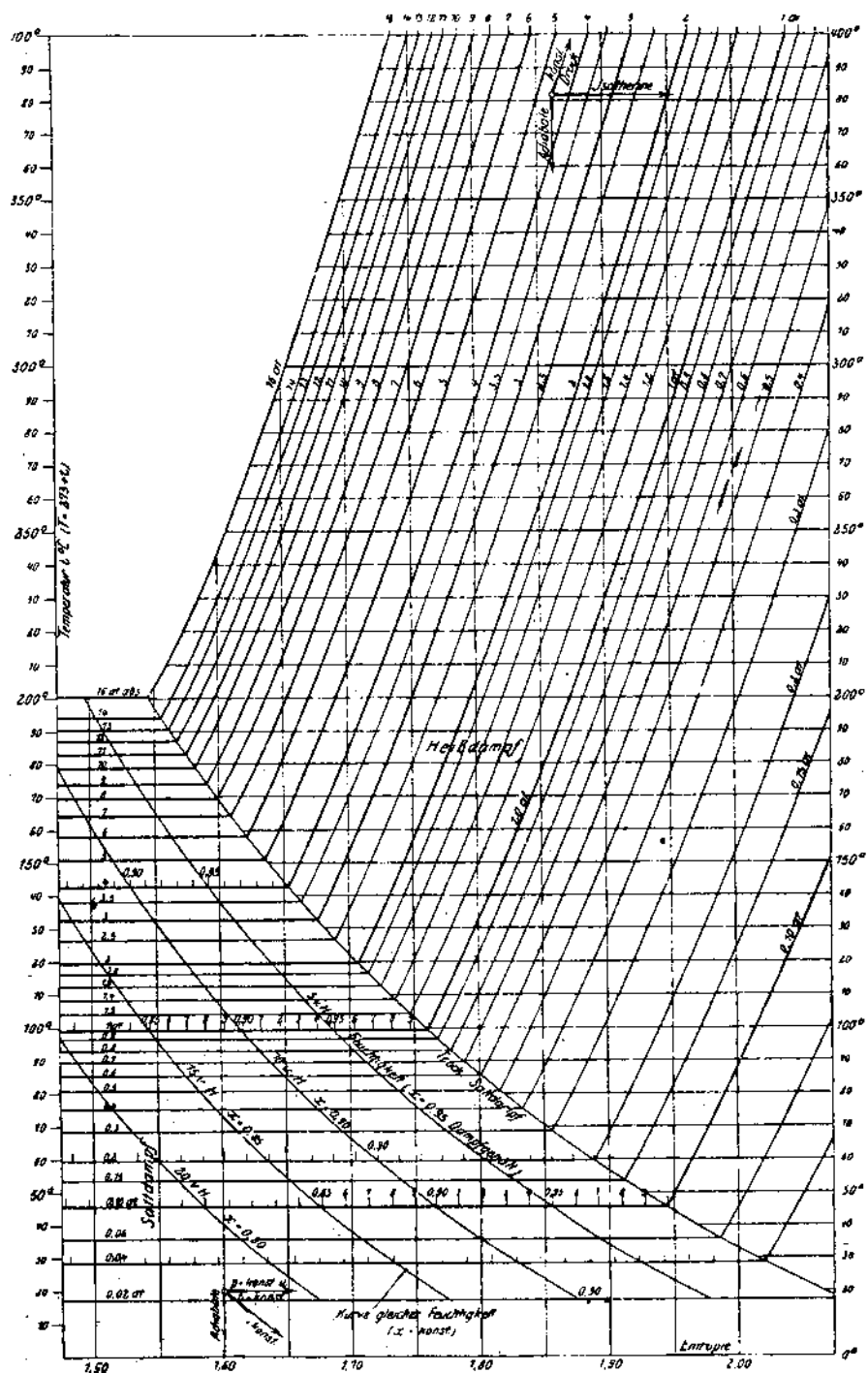
При пользовании диаграммами TS или iS этот переход не представляет никаких затруднений: момент перехода виден на чертеже, да и форма адиабаты не изменяется при переходе в область насыщенного пара.

Кроме того, обе эти диаграммы (в особенности же диаграмма iS) позволяют нанесение „на глаз“ кривых изменения, отличных от адиабаты, проведенной из данного начального состояния, при заданном только конечном давлении и общем уменьшении величины i за весь период изменения — построение, которое часто приходится делать при расчете паровых турбин.

а) Диаграмма TS.

Свойства диаграммы TS много раз излагались на русском языке ⁽⁸⁰⁾, поэтому мы можем предположить их известными. Приводимая нами на фиг. 8 диаграмма взята из нового издания книги Schüle, Technische Thermodynamik.

Диаграмма эта составлена по данным мюнхенских опытов. В области насыщенного пара нанесены кривые постоянного давления (являющиеся вместе с тем и изотермами) и кривые постоянной пропорции пара для x через одну двадцатую (легко получающиеся делением разности абсцисс для точек верхней и нижней предельной кривой на двадцать равных частей). В области перегретого пара имеются изотермы (представляющиеся тоже линиями, параллельными оси абсцисс) и линии постоянного давления (адиабаты же очевидно будут линиями, параллельными оси ординат). В диаграммах TS у других авторов находим иногда еще нанесенными линии постоянных объемов, так что диаграмма является действительно полной характеристикой свойств пара (для точек, лежащих между соответственными кривыми, величины p , v , S , T или x находятся интерполированием).



Фиг. 8.

Заметим, что горизонтальное расстояние между точками двух кривых постоянного давления изменяется с изменением температуры. Это изменение зависит от изменяющейся теплоемкости C_p , так как при $C_p = \text{const.}$ имеем для двух кривых разного давления при одной и той же температуре T :

$$\begin{aligned} S - S_s &= C_p \log T - C_p \log T_s, \\ S' - S'_s &= C_p \log T - C_p \log T'_s, \\ S - S' &= S_s - S'_s - C_p (\log T_s - \log T'_s), \end{aligned}$$

т.е. эта разность не зависит от T .

В энтропической диаграмме можно весьма наглядно представить всякий процесс изменения с насыщенным или с перегретым паром, при чем для насыщенного пара имеется известное, весьма простое соотношение между диаграммами в координатах TS и p, v , вытекающее из формулы Клапейрона. Соотношение это можно модифицировать, как показал Bouilvin⁽⁸¹⁾, и для перегретого пара, по крайней мере при $C_p = \text{const.}$; при C_p — переменном получаются слишком сложные для практических целей построения⁽⁸²⁾.

Количество тепла, сообщенное во время какой-либо части процесса, изображается в энтропической диаграмме площадью, заключенной между кривою процесса, осью абсцисс и крайними ординатами. Это изображение наглядно и удобно для теоретических рассуждений, но при чисто практических вычислениях затруднительно, в особенности при большом числе определяемых площадей. Поэтому в новейшее время диаграмма TS начинает сильно вытесняться диаграммой iS Моллье, к изложению свойств которой мы и переходим.

б) Диаграмма iS .

Диаграмма iS , приложенная к нашей статье, взята из нового издания книги Стодола: *Dampf- und Gasturbinen* (1922 г.) и составлена по мюнхенским опытам и уравнению Eichelberg. На ней нанесена только небольшая часть области насыщенного пара, в области же перегретого пара она доведена до температуры $t = 500^\circ$ и давления $p = 100 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$.

В области насыщенного пара линии постоянного давления представляют *прямые*; в самом деле, имеем при $p = \text{const.}$ одновременно и $t = \text{const.}$ (или $T = \text{const.}$); поэтому, исключая x из уравнений:

$$i = q + x r + A p x$$

и

$$S = \tau + x \frac{r}{T},$$

находим *линейную* зависимость между i и S с постоянными коэффициентами (являющимися функциями постоянной температуры).

К этим прямым плавно примыкают кривые постоянных давлений в области перегретого пара. В области насыщенного пара нанесены еще кривые $x = \text{const.}$ через одну сотую, получающиеся делением на 100 частей прямой постоянного давления, заключенной между нижней и верхней предельными кривыми.

В области перегретого пара, кроме кривых постоянного давления, нанесены еще кривые постоянных температур и линии постоянных объемов. Очевидно, что *адиабаты*, как и в диаграмме TS, будут изображаться отрезками вертикальных прямых ($S = \text{const.}$).

Иногда предлагали для большего использования площади диаграммы iS чертить ее в косоугольных координатах ⁽⁸³⁾, но в новейших сочинениях (Стодола, Шюле) для водяного пара способ этот не применяется (только у Peabody в книге: *Thermodynamics of the Steam Turbine*, New-York, 1911, находим такую диаграмму). Для паров, употребляемых в холодильных машинах, также изображения повидимому удобны и применяются ⁽⁸⁴⁾.

Диаграмма iS дает возможность прежде всего найти, как мы уже говорили, количество тепла, могущее быть преобразованным во внешнюю работу совершенным паровым двигателем (машиной или турбиной), работающей по циклу Ренкина между данными состояниями начала и конца адиабатического расширения. Это количество тепла получается просто как расстояние между этими точками (находящимися на одной вертикали).

Если изменение не адиабатическое, вследствие каких-либо сопротивлений, переходящих в теплоту, то кинетическая энергия, при этом теряющаяся (на 1 кг пара), равна той теплоте, которая необходима, чтобы перенести 1 кг пара при постоянном давлении из состояния, соответствующего концу адиабатического расширения, в состояние, соответствующее концу действительного расширения ⁽⁸⁵⁾.

Назвав потерю живой силы Z , имеем уравнение

$$AZ = i_2 - i'_2,$$

где i_2 соответствует теплоте пара в конце действительного расширения, а i'_2 — в конце адиабатического, при чем обе соответственные точки находятся на кривой одного и того же давления (фиг. 9).

Заметим, что разность $i_2 - i'_2$ выражает именно тепловое значение *потерянной энергии*, а не всю теплоту, развивающуюся вследствие вредных сопротивлений. Последняя, конечно, не является величиною, определяемую только начальным и конечным состоянием изменяющегося тела, а зависит от пути изменения.

Этот вопрос хорошо разъясняется применением энтропической диаграммы.

Положим (фиг. 10а), $A_1 A'_2$ — адиабата, $A_1 A_2$ — кривая истинного изменения в координатах p, v . Назовем R — работу вредных сопротивлений. Имеем при обозначениях чертежа очевидные равенства:

$$AR = i_2 - i_1 - A \int_{p_1}^{p_2} v dp,$$

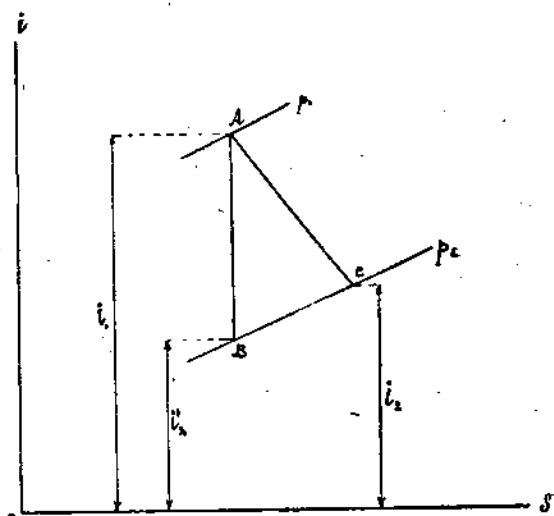
$$O = i_2' - i_1 - A \int_{p_1}^{p_2} v' dp.$$

Отсюда находим:

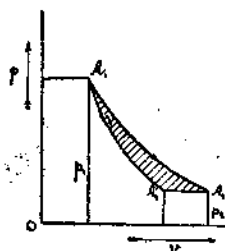
$$AR = i_2 - i_2' + A \int_{p_2}^{p_1} (v - v') dp,$$

т.-е.

$AR = AZ + \text{площадь } A_1 A_2 A_2' \text{ (в тепл. ед.)}, \text{ где } Z \text{ — потерян. энергия.}$



Фиг. 9.

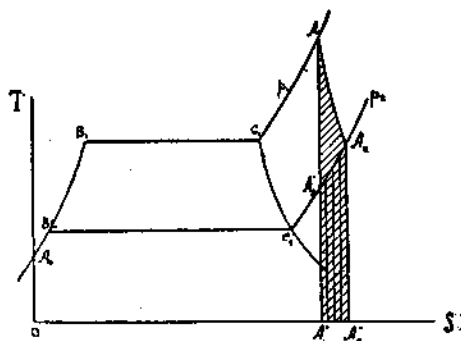


Фиг. 10а.

В энтропической диаграмме (фиг. 10б) имеем: теплота, развитая вследствие вредных сопротивлений, AR , равна площади: $A_1'' A_1 A_2 A_2''$. Потеря кинетической энергии (в тепловых единицах) равна площади $A_1'' A_2' A_2 A_2''$.

Таким образом, из всей теплоты AR , развитой вследствие наличия вредных сопротивлений, часть, равная площади $A_2' A_1 A_2$, вновь выигрывается, так как идет на нагревание рабочего тела, и только площадь $A_1'' A_2' A_2 A_2''$ представляет чистую потерю.

Практически важна именно последняя потеря, так легко получающаяся, как мы видели, из диаграммы iS . Это в значительной степени объясняет общепринятое в настоящее время употребление диаграммы iS при расчетах с паровыми турбинами. Но и в других вопросах, касающихся перегретых и даже насыщенных паров, диаграмма iS может быть употребляема с пользою; в особенности при разборе задач о течении пара и о торможении пара (при чем i — не меняется, т.-е. линия процесса будет горизонтальной прямой).



Фиг. 10б.

Поэтому к ней постоянно прибегают в настоящее время как при изложении теории паровых машин, паровых турбин, инжектора, холодильных машин (⁸⁶), так и при обработке опытов с этими аппаратами.

§ 9. Новейшие диаграммы для расчетов в области водяного пара.

Кроме диаграмм TS и iS, в новейшее время английскими авторами было предложено много других для расчетов в области водяного пара (особенно — в области паровых турбин). О некоторых из них мы дадим понятие в настоящем параграфе.

а) Сам Моллье не ограничился диаграммой iS, но прибавил к ней еще диаграмму iP (⁸⁷), в которой нанес линии постоянного объема и постоянной температуры. Для области перегретого пара эти линии будут прямыми.

Что касается изотерм, то это с очевидностью следует из формулы (81), согласно которой, при данном T, i линейно зависит от p. Для линий постоянного объема это можно доказать следующим образом. Имеем по уравнению (64):

$$i = C_p^0 t - (n + 1) AC \left(-\frac{273}{T} \right)^n P + Av'P + \text{const.}$$

Это уравнение может быть представлено, как было указано, и в таком виде

$$i = C_p^0 T - (n + 1) AC \left(\frac{273}{T} \right)^n P + Av'P + \text{const}'.$$

но, по ур-ию (60),

$$C_p^0 = (n + 1) AR,$$

$$i = (n + 1) AP \left[R \frac{T}{P} - C \left(\frac{273}{T} \right)^n \right] + Av'P + \text{const}'.$$

Величина, стоящая в скобках, есть по ур-ию (56) $v - v'$, т.е.

$$i = (n + 1) AP(v - v') + Av'P + \text{const}'. \quad (105)$$

При данной постоянной величине v , i линейно выражается через P, т.е. линия постоянного v для перегретого пара в координатной системе iP—прямая, что и требовалось доказать. В области насыщенного пара линии постоянного объема слегка отклоняются от прямых.

При помощи этой диаграммы можно было бы находить для перегретого пара по заданным i и P величины v , так что легко

проследить за их изменениями. Но сам Моллье мало уделит внимание этой своей диаграмме (нет, например, только что приведенного у нас доказательства, что линии постоянного объема в этой диаграмме суть наклонные прямые), поэтому в общем она получила мало распространения. Поэтому другие авторы, например, Stodola⁽⁸⁸⁾, наносят линии постоянного объема прямо на диаграмму iS .

b) Стожую с только что указанной диаграммой предлагает Dalby⁽⁸⁹⁾, а именно: он берет за координаты абсолютную температуру и величину i . Систему координат он берет косоугольную (а именно, принимает угол между осями в 135°). В этой диаграмме (которая имеется у Dalby в малом масштабе на стр. 203, а в большом масштабе — приложена к его книге) изотермы будут горизонтальными прямыми; в области насыщенного пара и изобары будут тоже горизонтальными прямыми. Адиабаты будут кривыми линиями (которые можно нанести для ряда точек). Неудобство этой диаграммы (бросающееся сразу же в глаза) то, что в ней область перегретого пара получается очень небольшой и сжатая, а область насыщенного пара — велика. Между тем все данные важнее извлекать из диаграммы именно для перегретого, а не для насыщенного пара, поэтому едва ли эта диаграмма получит особенное распространение.

c) Callendar⁽⁹⁰⁾ отмечает правильно некоторые недостатки диаграммы iS Моллье. Так, во-первых, у нее масштаб давлений очень сильно меняется (а именно сильно увеличивается с уменьшением давления). Кроме того, он указывает на неудобство таких диаграмм Моллье, в которых нанесены также линии постоянного объема, как на диаграммах в книге Stodola⁽⁸⁸⁾: линии эти очень близки к линиям постоянного давления и могут быть смешаны с последними.

В этом отношении он отдает предпочтение диаграмме iP Моллье, но недостатком последней считает равный повсюду масштаб давлений, результатом чего получаются в области малых давлений малые масштабы для объемов, температуры и пропорции пара; между тем в этой именно области нужно пользоваться диаграммами. Поэтому Callendar предлагает диаграмму в координатах $i, \log P$ (т. е. с логарифмическим масштабом для P). Эта диаграмма имеет, действительно, указываемое автором преимущество перед диаграммой iP Моллье и может с пользою употребляться для отыскания разных данных относительно водяного пара, дополнив в этом отношении диаграмму iS Моллье. Однако, заменить последнюю она ни в коем случае не может, так как адиабаты получающиеся в диаграмме Каллендара кривыми линиями, а не прямыми, как в диаграмме iS .

d) Формулами Каллендара пользуется другой английский автор Halton Thomson для построения так называемой номограммы для водяного пара⁽⁹¹⁾, т. е. графического изображения, дающего возможность крайне просто получать все нужные данные, касающиеся водяного пара (6 величин: p , v , t' для перегретого пара, x для насыщенного пара, S и i). Точность получается при этом,

как и обыкновенно при пользовании номограммами⁽⁹²⁾, не очень большая, но достаточная для многих целей практики. Во всяком случае диаграммой этой можно пользоваться для ориентировки в числовых данных, касающихся водяного пара.

Работа Н. Thomson была подробно реферирована М. Якобом⁽⁹³⁾, при чем самая диаграмма, данная для английских мер Томсоном, переречтена в статье М. Якоба для метрических мер.

Не имея возможности воспроизвести самую номограмму, мы ограничимся изложением только основной идеи Томсона.

Идея всякой номограммы состоит, как известно⁽⁹⁴⁾, в следующем: если имеется какая-либо функция z двух переменных x и y , то можно вычертить в координатной системе x и y линии постоянного z . Рассмотрим частный случай, когда линии постоянного z — прямые. Тогда в каждой точке координатной плоскости xy пересекаются три линии: $x = \text{const.}$, $y = \text{const.}$, $z = \text{const.}$ С этой системой можно однозначно связать систему, состоящую из точек, при чем по принципу двойственности (служащему основанием высшей геометрии) трем прямым, пересекающимся в одной точке, будут соответствовать три точки, лежащие на одной прямой. Таким образом, если возьмем 3 прямых и на крайних двух (которые берутся параллельными друг другу) нанесем масштабы независимых переменных x и y , то по средней линии можно нанести так масштаб для z , что соответственное значение для z будет получаться на пересечении прямой, соединяющей точки, соответствующие данным значениям x и y , с прямою, изображающею z . В более сложных случаях z может изображаться и кривой линией, но тогда пользование номограммою менее удобно.

Задача, которую себе поставил Н. Thomson, заключалась в изображении связей между зависимыми переменными в теории водяного пара и переменными независимыми в виде прямых линий (или линий, практически мало отличающихся от прямых). Для этого он исходит из уравнения состояния Каллендара и пользуется тем следствием его, которое у нас выведено в виде уравнения (106). Беря метрические меры, получим

$$v = \frac{0,009847 (i - 464,0)}{p} + 0,000768 \dots \dots \dots (106)$$

или

$$(i - 464) = 101,55p (v - 0,000768) \dots \dots \dots (107)$$

Логарифмируем это уравнение, найдем:

$$\log(i - 464) - \log p = \log 101,55 + \log(v - 0,000768) \dots \dots (108)$$

Таким образом, линии постоянного v получаются прямыми в координатах $\log(i - 464)$ и $\log p$.

Далее, из уравнения адиабаты (наше уравнение⁶⁹) получим

$$P(v - 0,001)^{1,3} = \text{const.} = f(S) \dots \dots \dots (109)$$

(левая часть — не меняется при данной величине энтропии, но каждой адиабате соответствует своя величина энтропии, это видно и из прямого сопоставления уравнений (67), (68) и (69).

Заменяя в уравнении (107) величину 0,000768 через 0,001 и подставляя вместо ($v = 0,001$) его значение из уравнения (109), получим

$$\frac{(i - 464,0)^{1,3}}{p^{0,3}} = \varphi(S)$$

или

$$1,3 \log(i - 464,0) - 0,3 \log p = \varphi(S).$$

Мы видим, что линии постоянного S в тех же координатах ($i - 464,0$) и $\log p$ — тоже прямые. Таким же образом разбираются и прочие величины в теории паров, и оказывается, что все они изображаются прямыми (или линиями, очень близкими к прямым) в указанной координатной системе.

После этого строится очень простая номограмма, в которой все важные величины в теории паров, нанесены в виде определенных масштабов на некоторые прямые (или линии, близкие к прямым). Задавшись 2 величинами (например, p и t' для перегретого пара) и соединяя соответственные точки масштабов прямыми, получим на пересечении этой прямой с остальными масштабами прочие интересующие нас величины.

Конечно, при этом получают только величины v , S , i , x и т. п., но нельзя получить диаграмму процесса, как например, в диаграммах TS или iS . Поэтому диаграмма Томсона, при всей своей крайней простоте, не может заменить эти последние, а только дополняет их.

Наконец, следует упомянуть о диаграммах iT (Foster) ⁽⁹⁵⁾, iv (Morrow) ⁽⁹⁶⁾. Особенных преимуществ они не имеют, но могут с пользою употребляться, особенно при расчетах, касающихся паровых турбин.

ПРИМЕЧАНИЯ.

1) Напечатанное в изданиях Парижской Академии Наук (Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut de France) знаменитое сочинение *Regnault*: „Relation des expériences pour déterminer les principales lois et les données numériques qui entrent dans le calcul des machines à vapeur“ содержит 3 тома, появившихся: 1-ый в 1847 году, 2-ой, послуживший главным основанием для таблиц Цейнера, в 1862 г. и 3-ий (дополнительные исследования о газах) в 1870 г.

2) См. *Хвольсон*. Курс физики, т. 3-й, изд. 4-е. Петроград, 1901 г., гл. IV, § 2. На этот курс мы будем ссылаться в большинстве чисто физических вопросов.

3) *Bach*. Zur Frage des Wärmewertes des überhitzten Wasserdampfes. Zeitschr. des Ver. deutsch. Ing. 1902, стр. 729.

4) Теория насыщенных паров излагается почти без изменения во всех изданиях термодинамики *Цейнера*, начиная с 1866 г. (Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie); последнее издание—1906 г. (под названием Technische Thermodynamik, как и издания 1891 г. и 1901 г.); теория паров излагается во 2-м томе.

5) Вопрос о точной величине механического эквивалента тепла E , а следовательно, и $A = \frac{1}{E}$ являлся предметом крайне многочисленных работ и имеется целый ряд сводок обширного материала по этому вопросу, например, *Warburg*. Referat über die Wärmeeinheit. Leipzig, 1900. Рефераты *Ames* и *Griffiths* в Rapports présentés au Congrès international de Physique I Vol. Paris, 1900 г., и отдельным изданием: *Griffiths*, The Thermal Measurement of Energy. Cambridge, 1901 г. Во всех этих рефератах величина механического эквивалента тепла принимается равной для 15° калории (малой)—4,188 джоулей. В 1908 году комиссия при Немецком Физическом Обществе по вопросу об единицах и обозначениях (Ausschuss für Einheiten und Formelgrößen—кратко обозначаемая AEF) приняла это же число, но в 1910 году повысила его до 4,189 (Verh. der Deutsch. Phys. Gesellsch. 1907 г., стр. 96; 1908 г., стр. 584; 1910 г., стр. 476), что соответствует 427,2 кг/м на 1 большую 15° калорию. Новейшие исследования дают числа, несколько меньшие этой величины: так, в работе *Егера* и *Штейнвера* она получилась, равной 4,1842 джоуля (*Jaeger und Steinwehr*, Verhandlungen der deutschen Physikalischen Gesellschaft 1915 г., стр. 360), что приблизительно равно 426,6 кгтрм (на широте в 45°).

С этим результатом замечательно совпадают данные, полученные другими новейшими исследованиями: так в работе *Krebs*, Zeitschr. für das Gesamte Turbinenwesen, 1917 г., дается число 4,1839 джоулей; в работе *Sutton* (On the Value of Mechanical Equivalent of Heat, Phil. Magaz. 1918 г., январь) приводится значение 4,185, с возможной ошибкою в $\pm 0,002$ джоуля. Наконец, в новой книге *Callendar* (Properties of Steam, London, 1920 г., стр. 10)

то же число 4,184 джоуля дается, как эквивалент для средней малой калории. Замечательно, что число это ближе всего подходит из старых определений к числу, данному *Reynolds* и *Moorby* (*Philosophical Transact.* 1898 г.) из очень сложного технического опыта с паровой машиной в 100 лощ. сил при помощи тормоза Фруда (механический эквивалент тепла тоже равен 4,184 джоуля для средней калории).

Таким образом по новейшим исследованиям можно было принять механический эквивалент тепла равным 426,5 — 426,6 kgrm. Но для округления мы берем число 427, отличающееся от предыдущего на крайне малую величину (около 0,1%), т.-е. полагаем $A = \frac{1}{427}$.

Заметим в заключение, что немецкая комиссия по выбору единиц и обозначений („AEF“) тоже склоняется к принятию для механического эквивалента тепла величины 4,1842 джоуля, что по самому точному расчету соответствует 4,186 · 10⁷ эргов и 426,9 kgrm на широте 45° и на поверхности моря. См. *Zeitschr. des Ver. deutscher Ingenieure*, стр. 244, март 11, 1922 г. (со ссылками на новейшие работы, мне недоступные, в *Annal. der Phys.*, 1920 года).

6) Описание опытов *Battelli* появляется с 1891 г. в *Mem. dell' Acad. di Torino*; в сокращенном виде — в *Annales de chimie et de physique*, 1892, 1894 гг.

7) *Callendar*. „Thermodynamical Properties of Gases and Vapours, deduced from a modified form of the Joule-Thomson Equation with special reference to the properties of Steam.“ *Proceedings of the Royal Society*, 1900 г. Vol. 67 A, pp. 266—286.

8) *Encyclopedia Britannica*, 10-th edition (1903 г.). Статьи „Thermodynamics“ и „Vaporisation“. Эти же статьи и статья „Heat“ в 11-м издании *Encyclopedia Britannica* 1910 г.

9) *Mollier*. „Neue Tabelle und Diagramme für Wasserdampf.“ Berlin, 1906 г. До этой книги теория Моллье была изложена в статье: „Neue Diagramme zur technischen Wärmelehre“ в *Zeitschr. des Ver. d. Ing.* 1904 г., а также в 18-м издании *Hütte* (1903 г.).

10) *Callendar*. „The Callendar Steam Tables“. London. 1915 г.

11) *Callendar*. „Properties of Steam and Thermodynamic Theory of Turbines.“ London. 1920.

12) Термин этот переводится русскими авторами различно. Так, например, в переводе книги Эйермана „Паровые турбины“, под редакцией проф. Г. Ф. Денпа, принят термин „полная теплота пара“ (Эйерман. Паровые турбины, стр. 39); проф. М. Н. Берлов употребляет название „полная теплота тела при постоянном давлении“ (Механическая теория тепла, вып. III, стр. 73); проф. Проскура называет *i* — „полной энергией тела“ (Теория паровых машин, вып. I, стр. 82; заметим, что в книге этой находится наиболее подробное изложение теории Моллье на русском языке); А. В. Ризанцев называет *i* „содержанием тепла“ („Введение в теорию холодильных машин“, „Вестн. Общ. Технол.“ 1911 г., стр. 462); проф. И. М. Ганицкий (в русском переводе „Технической Термодинамики“ Шоле, стр. 183) — предлагает называть *i* „теплосодержанием при постоянном давлении“, этот последний термин принят мною. Во II т. „Технической Термодинамики“ проф. А. Брандта (Петроград, 1918 г.) для *i* тоже употребляются термины „теплосодержание“ и „содержание тепла“.

Следует указать, что функцию $(U + pV)$ рассматривал еще *Gibbs*: она была обозначена им через χ и названа „тепловой функцией при постоянном давлении“ (heat function for constant pressure). Основное свойство ее (а именно, что при постоянном давлении для перехода 1 во 2 получается $Q = i_2 - i_1$) доказывается им в большом мемуаре „On the Equilibrium of the heterogeneous substances“, *Scientific Papers*, I Vol., стр. 91—92).

Известный физик *Kammerlingh-Onnes* предложил для этой величины название „Enthalpie“ (*Encyklopedie der mathematischen Wissenschaften*, B. V, статья *Kammerlingh-Onnes*, Die Zustandsgleichung, стр. 802 и 826).

13) См., например, *Поссе*, „Курс дифференциального и интегрального исчисления“, т. II, гл. X, или *Хвольсон*, „Курс физики“, т. III, гл. VIII, § 4.

14) *Хвольсон*, „Курс физики“, т. III, стр. 452.

15) В нашем изложении мы приняли определения и формулы *Schüle* (изложенные им в статье „Die Eigenschaften des Wasserdampfes nach den neusten Versuchen“ *Zeitschr. des Ver. deutscher Ing.* 1911 г., стр. 1562 (исправив его ошибочное изображение процесса в энтропической диаграмме)). Заметим, что некоторые авторы принимают другое основное определение для q , — тогда и формулы для U' и i' получатся несколько иные. Принимается именно за q количество тепла, необходимое для нагревания 1 кг. воды от 0° до t^0 при изменении давления и объема по нижней предельной кривой (то количество, которое мы обозначали через Q). Тогда будем иметь:

$$U' = q - A \int_{P_0 \sigma_0}^{P \sigma} P d\sigma$$

(интеграл берется по нижней предельной кривой)

$$i' = q - A \int_{P_0 \sigma_0}^{P \sigma} P d\sigma + A P \sigma + C.$$

За произвольную постоянную C можно принять $-A P_0 \sigma_0$, тогда будет

$$i' = q - \int_{P_0 \sigma_0}^{P \sigma} P d\sigma + A P \sigma - A P_0 \sigma_0 = q + A \int_{P_0 \sigma_0}^{P \sigma} d(P \sigma) - A \int_{P_0 \sigma_0}^{P \sigma} P d\sigma,$$

т. е. окончательно

$$i' = q + A \int_{P_0 \sigma_0}^{P \sigma} \sigma dP \dots \dots \dots (45 \text{ bis}).$$

Конечно, изменяется и выражения U'' и i'' для сухого насыщенного пара. Будем иметь

$$i'' = q + A \int_{P_0 \sigma_0}^{P \sigma} \sigma dP + r \dots \dots \dots (46 \text{ bis})$$

$$U'' = q + A \int_{P_0 \sigma_0}^{\Gamma \sigma} \sigma dP + p.$$

(определение и зависимость между Γ и p не меняются). Это определение q принимает Н. Lorenz (*Technische Wärmelehre*, стр. 191); из него же исходит Моллье в первых своих работах (*Hütte*, 18-ое изд. *Zeitschr. des Ver. deutscher Ing.* 1904 г., стр. 273) и приходит к только что выведенным формулам для i'

они приняты также — у А. Рязанцева („Введение в теорию холодильных машин“, „Вестн. Общ. Технол.“ 1911 г., стр. 462).

Практически разница между обоими определениями для паров воды почти не ощутима в технических употребляемых пределах температур и давлений; в опытном определении q по большей части совершенно игнорируют изменение объема жидкости (т.-е. молчаливо предполагают, что нет разницы между q и Q).

16) *Хоульсон*. Курс физики, т. III. Статья *И. М. Гамма* „О насыщенных парах воды“. Изв. Киевск. Политехн. Инст. 1908. *Winkelmann*. Handbuch der Physik, B. III. *Берлов*. Механическая теория тепла, вып. 3-й. Рига, 1911 г. *А. А. Бранст*. Техническая термодинамика, т. II, Петроград. 1918 г.

Müller-Pouillet. Lehrbuch der Physik. B. III. *Landolt und Börnstein*. Physikalisch-chemische Tabellen. 4-oo изд. 1912 г.

17) *Zeitschr. des Ver. deutsch. Ingen.* 1911 г. №№ 36 и 37.

18) См. ссылку № 6.

19) *Cailletet et A. Collardeau*. Journ. de Phys. 1891 г. *Annales de chimie et de phys.* 1892.

20) *Henning*. Annalen der Physik. B. 22, 1907 г., стр. 609.

21) Подробное описание и обработка „мюнхенских“ опытов помещены в *Mitteilungen über Forschungsarbeiten*, Hefte 21, 36, 109 и 115 (1917 г.).

22) *Scheel und Heuse*. Annalen der Physik. B. 29, 1909, стр. 723.

23) *Scheel und Heuse*. Annalen der Physik. B. 31, 1910, стр. 715.

24) *Holborn und Henning*. Annalen der Physik. B. 26, г. 1908, стр. 833.

25) *Holborn und Baumann*. Annalen der Physik. B. 31, 1910, стр. 945.

26) *Хоульсон*. Курс физики, т. III, стр. 628.

27) *Henning*, цитир. статья. *Annal. der Phys.* B. 22, 1907, стр. 625.

28) Приведены у *Henning* в том же сопоставлении.

29) Заметим также, что эти экспериментальные данные о давлениях сухого насыщенного пара при различных температурах хорошо согласуются с результатами, полученными из уравнения *Callendar*. См. сравнение тех же давлений с данными, получающимися из уравнения *Callendar* в его цитир. книге *Properties of Steam*, стр. 143.

30) *Dieterici*. Die kalorischen Eigenschaften des Wassers und seines Dampfes. *Zeitschr. des Ver. deutsch. Ingen.* 1905 г., стр. 368, и *Annalen der Physik*. B. 15, 1904 г., стр. 863.

31) *Thiesen*. *Annalen der Physik*. (Wiedemann). B. 67, 1899 г., стр. 692.

32) *L. Holborn und A. Baumann*, *Annalen der Physik*. B. 31, 1910 г., стр. 954.

33) *Sakur*. Lehrbuch der Thermochemie und Thermodynamik, 1912 г., стр. 162.

34) *Marks*. The Pressure-Temperature Relations of Saturated Steam. Transactions of the American Society of Mechanical Engineers. 1911 г., стр. 351—368.

35) Выводы этой формулы см. *Nernst*, Theoretische Chemie, VI Aufl. 1901 г., стр. 239 и 708, и статью *Nernst*: „Ueber die Berechnung chemischer Gleichgewichte. Nachrichten von der Königl. Gesell. der Wissensch. zu Göttingen 1906 г., стр. 1—40.

36) *Nernst*. Verhandlungen der deutsch. Physikal. Gesellsch. 1909 г., стр. 313—327 и 336—338.

Nernst. Verhandlungen der deutsch. Physikal. Gesellsch. 1910 г., стр. 563—751.

Levy. Verhand. der deutsch. Physikal. Gesell. 1909, стр. 328—335.

Levy. Thermodynamische Behandlung einigen Eigenschaften des Wassers, Berlin 1910 г.

37) Численные коэффициенты в формулах несколько раз менялись авторами; я беру уравнение по *Nernst* в статье 1911 г. (стр. 561) и *Levy* (отд. книга, стр. 21).

- 38) Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 21, стр. 35.
- 39) Эти удельные объемы тоже хорошо сходятся с объемами, получаемыми из уравнения Callendar. См. сравнение на стр. 87 цитированной книги Callendar.
- 40) Хвольсон, loc. cit., стр. 655.
- 41) Хвольсон, loc. cit., стр. 612.
- 42) Хвольсон, loc. cit., стр. 123.
- 43) Хвольсон, loc. cit., стр. 121.
- 44) Annalen der Physik B. 16 г. 1905, стр. 593.
- 45) Henning. Die Verdampfungswärme des Wassers. Zeitschr. des Ver. deutsch. Ing. 1909 г., стр. 1768.
- 46) Zeitschr. der Ver. deutsch. Ingen. 1905 г., стр. 352—367.
- 47) Таблица от 0° до 100° через градус, составленная по тем же данным Шюле, напечатана в статье И. М. Ганичкиной „Новая таблица для паров воды“, Извест. Киевск. Общ. по надзору за паров. котл. 1911 г.
- 48) T. Reinganum. Theorie und Aufstellung einer Zustandsgleichung. Dissertation. Göttingen 1898 г.
- 49) См. Хвольсон. Курс физики, т. III, гл. XIII, §§ 3 и 4.
- 50) См. Хвольсон. Курс физики, т. III, стр. 703 и след. Общий вопрос об уравнении состояния, пригодном для различных видоизменений вещества, является одним из труднейших вопросов физики. Ему посвящаются целые специальные монографии, например, Künen. Die Zustandsgleichung der Gase und Flüssigkeiten. Braunschweig, 1907, и H. Kammerlingh-Onnes und W. Keesom. Die Zustandsgleichung. Encyclopedie der Mathem. Wissenschaften. B. V. Heft 5. Leipzig, 1912 г.
- 51) См., например, Weyrauch. Grundriss der Wärmetheorie, B. II (1907 г.), стр. 76.
- 52) Zeuner. Technische Thermodynamik B. II, (изд. 1906 г.), стр. 302.
- 53) Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 21, стр. 67.
- 54) Цитир. под № 53 работа Linde.
- 55) Например, R. Planck. Zur Thermodynamik des Wasserdampfes. Zeitschr. des Ver. deutsch. Ing. 1916 г., стр. 188.
- 56) Callendar. Properties of Steam., стр. 103—105 и след.
- 57) Goodenough. Thermal Properties of Steam. University of Illinois. Bulletin. Vol. XII, № 1, Sept. 1914 г. В работе 1912 г. (Discussion of certain thermal Properties of Steam. Transact. of Mech. Eng. Vol. 34, 1912 г.) он исходит из другого уравнения, еще более похожего на уравнение Linde.
- 58) Levy. Thermodynamische Behandlung einiger Eigenschaften des Wasserdampfes. Berlin, 1910 г.
- 59) Jacob. Zeitschr. des Ver. deutsch. Ingen. 1912 г., стр. 1980 г. Русский перевод этой статьи помещен в Бюллетенях Политехнического Общества 1913 г., № 2.
- 60) R. Planck. Zur Thermodynamik des Wasserdampfes. Zeitschr. des Ver. deutsch. Ing. 1916 г., №№ 10 и 11.
R. Planck. Ueber das Verhalten gesättigter Dämpfe. Zeitschr. f. techn. Physik., №№ 1, 3, 1922 г.
- 61) Eichelberg. Die thermischen Eigenschaften des Wasserdampfes im technisch wichtigen Gebiet. Forschungsarbeiten hrsgb. vom Ver. deutsch. Ing. Heft. 220, 1920 г. В новейшей статье Strouven (Rev. univ. des mines, 15 февр., 1 марта 1923 г.) сделано сравнение данных из мюнхенских опытов с результатами, получающимися из ур-я Эichelberга. Сравнение оказывается чрезвычайно благоприятным для последнего.
- 62) Weyrauch. Grundriss der Wärmetheorie B. II, стр. 107. Aufgabe 32, и Zeitschr. der Ver. deutsch. Ingen. 1878, стр. 77, и Zeitschr. des Ver. deutsch. Ing. 1904, стр. 25.
- 63) Griessmann. Zeitschr. des Ver. deutsch. Ing. 1903 г., стр. 1852, и Mitteilungen über Forschungsarbeiten. Heft 13, стр. 1 и след.
- 64) Grindley. Philosophical Transactions. A. V. 194, 1900 г., стр. 1.

65) *H. Lorenz*. Lehrbuch der technischen Physik, II B., 1904 г., S. 359; Zeitschr. des Ver. deutsch. Ingen. 1904 г., стр. 1189; Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 21, стр. 93.

66) *O. Knoblauch* und *Alexander Winkhaus*. Die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes für Drücke von 8 bis 200-ten und von Sättigungstemperatur bis 380° C.

Фorschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens hrsgb. vom Verein deutscher Ingenieure Heft 195 (1917 г.). Главные результаты напечатаны были в Zeitschr. des Ver. deutsch. Ing. 1915 г., № 20. В 1922 г. была напечатана короткая предварительная заметка об определении c_p в пределах давлений 20—30 ат; опыты дали, по словам Knoblauch, результаты, хорошо сходящиеся с предыдущими (*O. Knoblauch*. Z. f. techn. Phys., № 2; 1922 г.).

67) *A. B. Попов*. Таблицы и диаграмма iS для водяного пара по новейшим данным. „Изв. Политехн. Инстит. импер. Петра Великого“, 1916 г., т. XXV.

68) *C. Thomas*. Transactions of the American Society of Mechanical Engineers 1907 г., стр. 633; см. таблицу. Ср у *Peabody*, Thermodynamics of the steam Engine, изд. 1909 г., стр. 114.

69) *Holborn und Henning*. Annalen der Physik. B. 18, 1906 г., стр. 734, и B. 23 1907 г., стр. 899.

70) *Pier*. Zeitschrift für Electrochemie. 1909 г., стр. 536. и 1910 г., стр. 897, из C_v может быть получено C_p по формуле $C_p - C_v = AR$, тоже в виде полинома 3-ей степени. *Stodola* перевычисляет результаты *Pier*, пользуясь выражением 2-ой степени, Z. d. V. d. I., 1912 г., стр. 1005.

71) *Proc. of the American Academy of Arts and Sciences*. 1910 г., стр. 267.

72) См. ссылку 36 настоящей статьи.

73) *R. Planck*. Zeitschr. für die gesammte Kälte-Industrie 1910 г., стр. 81 и Physikal. Zeitsch. 1910 г., т. II, стр. 63.

74) *Scheel und Heuse*. Annalen der Physik B. 37, стр. 79, 1911 г.

75) *A. Duchesne*. Recherches sur les propriétés de la vapeur d'eau surchauffée, Paris. 1911.

Реферат этой книги: *Duvelshauvers-Dery*. Examen des recherches de M. Armand-Duchesne, Revue de mécanique, 1912 г., стр. 229 (там же ответ Duchesne на критику его опытов).

76) Mitteilungen über Forschungsarbeiten. Heft 108—109, стр. 105.

77) *R. Smith*. Engineer, 1911 г., 22 декабря.

78) См. ссылку (49) нашей статьи.

79) См. статью *A. Радциг*. Заметка об определении критического давления при истечении слабо перегретого пара. „Известия С.-Петербург. Политехнич. Инст.“, т. XIII, 1910 г.

80) См., например, *Пио-Ульский*. Энтропийные диаграммы для насыщенных паров. Петроград, 1910 г., или *Walther und Röttinger*, Техническая термодинамика, перевод под редакцией проф. Г. Н. Пио-Ульского. Петроград, 1911 г.

81) *Boulvin*. Revue de mécanique, 1901 г.

82) См. *A. Радциг*. Построение энтропийской диаграммы для перегретых паров воды. „Изв. С.-Петербург. Политехн. Инст.“, т. XII, 1909 г.

83) Например, в книге *Эйерман*, Паровые турбины; идея эта была высказана в основной статье самого *Моллие*, Zeitschr. des Ver. deutsch. Ingen. 1904 г.

84) См. статью *A. В. Рязанцева* „ iS -диаграмма для аммиака“. Известия Комитета по холодильному делу, февраль, 1916 г.

85) *Stodola*, Dampfturbinen. 4 Aufl. 1910 г., стр. 51.

86) См., например, *A. В. Рязанцев*. Введение в теорию холодильных машин. „Вестн. Общ. Технол.“, 1911 г.

87) *Mollier*. Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf, стр. 11.

88) *Stodola*. Dampfturbinen, 4-te Auflage. Berlin. 1910 г.

89) *Dalby*. Steam Power. London. 1915 г., § 57. Величину i , которую мы называем теплосодержанием, Dalby называет „total Energy“.

90) *Callendar*. Properties of Steam. London. 1920. Appendix. II. On the Use of the Diagramm.

91) *Halton Thomson*. A Steam Alignment Diagramm. Engineering, т. 109, 1920 г., стр. 301.

92) Ср. *Н. Герсеванов*. Основания номографического исчисления. Вып. I, стр. 3—4.

93) *M. Jacob*. Thomsons Dampf-Nomogramm. Zeitschr. des Ver. deutsch. Ing. Декабрь 11, 1920 г., стр. 1056.

94) Общий способ построения номограмм дан был *M. d'Ocagne* и изложен в его классическом труде: „Traité de Nomographie“, гл. III: „abaques à alignement“. На русском языке лучшее изложение дано в книге *Н. Герсеванова*: „Основания номографического исчисления“, § 9, 1906 г.

95) Цитирую по книге: *Morrow*. Steam turbine design. London. 1911 г., стр. 160.

96) *Morrow*. Steam turbine design, стр. 162 и след.

Т а б л и ц а I.

Сухой водяной пар от 0,02 ат до 20 ат (1-ая таблица Mollier).

Давление p кг/см ² абс.	Абсолютная температура T	Удельный объем сухого пара v_s м ³ /кг	Удельный вес сухого пара γ_s кг/м ³	Э н т р о п и я		Энтальпия паро- образования r $S_s - S_{ж} = \frac{r}{T}$	Теплоемкость пара на предель- ной кривой c_p
				жидкости $S_{ж} = \int_0^t \frac{cdt}{T}$	сухого пара $S_s = S_{ж} + T$		
0,02	290,3	68,126	0,01468	0,0616	2,0783	2,0167	0,478
0,04	301,8	35,387	0,02826	0,1004	2,0202	1,9198	0,479
0,06	309,0	24,140	0,04142	0,1240	1,9868	1,8628	0,480
0,08	314,3	18,408	0,05432	0,1411	1,9631	1,8220	0,481
0,10	318,6	14,920	0,06703	0,1546	1,9449	1,7903	0,481
0,12	322,2	12,568	0,07956	0,1659	1,9300	1,7641	0,482
0,15	326,7	10,190	0,09814	0,1799	1,9121	1,7322	0,483
0,20	332,8	7,777	0,12858	0,1984	1,8890	1,6906	0,484
0,25	337,6	6,307	0,1586	0,2129	1,8711	1,6582	0,486
0,30	341,7	5,316	0,1881	0,2252	1,8566	1,6314	0,487
0,35	345,3	4,600	0,2174	0,2356	1,8444	1,6088	0,488
0,40	348,5	4,060	0,2463	0,2448	1,8336	1,5888	0,490
0,50	353,9	3,2940	0,3036	0,2604	1,8159	1,5555	0,492
0,60	358,5	2,7770	0,3601	0,2734	1,8015	1,5281	0,494
0,70	362,5	2,4040	0,4160	0,2846	1,7895	1,5049	0,496
0,80	366,0	2,1216	0,4713	0,2944	1,7789	1,4845	0,498
0,90	369,2	1,9003	0,5262	0,3032	1,7698	1,4666	0,499
1,0	372,1	1,7220	0,5807	0,3111	1,7615	1,4504	0,501
1,1	374,8	1,5751	0,6349	0,3183	1,7541	1,4358	0,503
1,2	377,2	1,4521	0,6887	0,3250	1,7473	1,4223	0,504
1,4	381,7	1,2571	0,7955	0,3370	1,7352	1,3982	0,507
1,6	385,7	1,1096	0,9013	0,3475	1,7248	1,3773	0,510
1,8	389,3	0,9939	1,0062	0,3569	1,7156	1,3587	0,513

Давление p кг/см ² абс.	Абсолютная температура T	Удельный объем сухого пара v_s м ³ /кг	Удельный вес сухого пара γ_s кг/м ³	Э н т р о п и я		Энтронпия паро- образования r $S_s - S_{ж} = \frac{r}{T}$	Теплоемкость пара на предель- ной кривой c_p
				жидкости $S_{ж} = \int_0^t \frac{cdt}{T}$	сухого пара $S_s = S_{ж} + \frac{r}{T}$		
2,0	392,6	0,9006	1,1104	0,3655	1,7077	1,3420	0,516
2,5	399,7	0,7310	1,3680	0,3839	1,6903	1,3064	0,521
3,0	405,8	0,6163	1,6224	0,3993	1,6760	1,2767	0,526
3,5	411,1	0,5335	1,8743	0,4125	1,6640	1,2515	0,531
4,0	415,8	0,4708	2,1239	0,4242	1,6537	1,2295	0,536
4,5	420,1	0,4217	2,3716	0,4347	1,6445	1,2098	0,541
5,0	424,0	0,3820	2,6177	0,4442	1,6363	1,1921	0,546
5,5	427,6	0,3494	2,8624	0,4529	1,6290	1,1761	0,550
6,0	430,9	0,3220	3,1058	0,4609	1,6221	1,1612	0,554
6,5	434,1	0,2987	3,3481	0,4683	1,6158	1,1475	0,558
7,0	437,0	0,2786	3,5891	0,4753	1,6101	1,1348	0,561
7,5	439,8	0,2611	3,8294	0,4819	1,6048	1,1229	0,565
8,0	442,5	0,2458	4,0683	0,4881	1,5997	1,1116	0,568
8,5	445,0	0,2322	4,3072	0,4939	1,5949	1,1010	0,572
9,0	447,4	0,2200	4,5448	0,4995	1,5905	1,0910	0,575
9,5	449,7	0,2091	4,7819	0,5048	1,5863	1,0815	0,578
10,0	451,9	0,1993	5,018	0,5099	1,5822	1,0723	0,581
11,0	456,1	0,1822	5,489	0,5194	1,5748	1,0564	0,588
12,0	459,9	0,1678	5,960	0,5282	1,5678	1,0396	0,593
13,0	463,6	0,15565	6,425	0,5364	1,5616	1,0252	0,598
14,0	467,0	0,14515	6,889	0,5440	1,5557	1,0117	0,603
15,0	470,2	0,13601	7,352	0,5513	1,5504	0,9991	0,608
16,0	473,3	0,12797	7,814	0,5581	1,5452	0,9871	0,614
18,0	479,1	0,11450	8,734	0,5707	1,5359	0,9652	0,623
20,0	484,3	0,10365	9,648	0,5821	1,5274	0,9453	0,632

Т а б л и ц а II.

Сухой водяной пар от 0,02 ат до 20 ат (2-я таблица Mollier).

Давление p кг/см ² абс.	Температура $t^{\circ}C$	Теплосодержание		Энергия пара $U_s = q + p$ кал/кг	Теплота паро- образования $r = i_s - i_{ж}$ кал/кг	Внутренняя теп- лота испарения $\rho = U_s - q$ кал/кг	Внешняя теп- лота испарения $Ar(v_s - v)$ кал/кг
		жидкости $i_{ж} = q + Ar\sigma_0$ кал/кг	сухого пара при постоянном давл. $i_s = i_{ж} + Ar\sigma_0$ кал/кг				
0,02	17,3	17,3	602,9	571,0	585,5	553,6	31,91
0,04	28,8	28,8	608,3	575,1	579,4	546,3	33,15
0,06	36,0	36,0	611,6	577,7	575,6	541,7	33,92
0,08	41,3	41,4	614,1	579,6	572,7	538,2	34,49
0,10	45,6	45,7	616,0	581,1	570,4	535,4	34,94
0,12	49,2	49,3	617,7	582,3	568,4	533,1	35,32
0,15	53,7	53,8	619,7	583,9	565,9	530,1	35,79
0,20	59,8	59,9	622,4	586,0	562,6	526,1	36,42
0,25	64,6	64,8	624,6	587,7	559,8	522,9	36,92
0,30	68,7	68,9	626,4	589,1	557,5	520,2	37,34
0,35	72,3	72,5	628,0	590,3	555,5	517,8	37,70
0,40	75,5	75,7	629,4	591,3	553,7	515,6	38,02
0,50	80,9	81,2	631,7	593,1	550,5	512,0	38,56
0,60	85,5	85,8	633,7	594,6	547,8	508,8	39,01
0,70	89,5	89,9	635,3	595,9	545,5	506,1	39,39
0,80	93,0	93,5	636,8	597,0	543,3	503,6	39,73
0,90	96,2	96,7	638,1	598,1	541,4	501,4	40,03
1,0	99,1	99,6	639,3	599,0	539,7	499,4	40,30
1,1	101,8	102,3	640,7	599,8	538,1	497,5	40,55
1,2	104,2	104,8	641,3	600,5	536,5	495,7	40,78
1,4	108,7	109,4	643,1	601,9	533,7	492,6	41,18
1,6	112,7	113,4	644,7	603,0	531,2	489,7	41,54
1,8	116,3	117,1	646,0	604,1	528,9	487,1	41,85

Давление p кг/см ² абс.	Температура t °C	Теплосодержание		Энергия пара $U_s = q + r$ ккал/кг	Теплота паро- образования $r = i_s - i_{ж}$ ккал/кг	Внутренняя теп- лота испарения $\rho = U_s - q$ ккал/кг	Внешняя теп- лота испарения $Ar(v_s - v)$ ккал/кг
		жидкости $i_{ж} = q + Ar_{ж}$ ккал/кг	сухого пара при постоянном давл. $i_s = \lambda_s + Ar_{ж}$ ккал/кг				
2,0	119,6	120,4	647,2	605,1	526,8	484,7	42,14
2,5	126,7	127,7	649,9	607,1	522,2	479,4	42,74
3,0	132,8	133,9	652,0	608,7	518,1	474,9	43,23
3,5	138,1	139,4	653,8	610,1	514,5	470,8	43,65
4,0	142,8	144,2	655,4	611,3	511,2	467,2	44,01
4,5	147,1	148,6	656,8	612,4	508,2	463,9	44,33
5,0	151,0	152,6	658,1	613,3	505,5	460,8	44,61
5,5	154,6	156,3	659,2	614,2	502,9	458,0	44,87
6,0	157,9	159,8	660,2	615,0	500,4	455,3	45,10
6,5	161,1	163,0	661,1	615,7	498,1	452,8	45,32
7,0	164,0	166,1	662,0	616,3	495,9	450,4	45,51
7,5	166,8	168,9	662,8	616,9	493,9	448,2	45,67
8,0	169,5	171,7	663,5	617,5	491,8	446,0	45,86
8,5	172,0	174,3	664,2	618,0	489,9	443,9	46,02
9,0	174,4	176,8	664,9	618,5	488,1	441,9	46,17
9,5	176,7	179,2	665,5	619,0	486,3	440,0	46,30
10,0	178,9	181,5	666,1	619,4	484,6	438,2	46,43
11,0	183,1	185,8	667,1	620,2	481,3	434,6	46,67
12,0	186,9	189,9	668,1	620,9	478,2	431,3	46,88
13,0	190,6	193,7	668,9	621,6	475,3	428,2	47,08
14,0	194,0	197,3	669,7	622,2	472,5	425,2	47,26
15,0	197,2	200,7	670,5	622,7	469,8	422,4	47,43
16,0	200,3	203,9	671,2	623,2	467,3	419,7	47,58
18,0	206,1	210,0	672,4	624,1	462,4	414,6	47,85
20,0	211,3	215,5	673,4	624,9	457,9	409,8	48,08

Т а б л и ц а III.

Сухой водяной пар от 0° до 200°С. (3-я таблица Mollier).

Температура $t^{\circ}\text{C}$	Давление p кг/см ² абс.	Давление p мм Нг	Удельный объем су- хого пара v_s м ³ /кг	Удельный вес су- хого пара γ_s кг/м ³	Э н т р о п и я		
					жидкости $S_x = \int_0^t \frac{odt}{T}$	сухого пара $S_s = S_x + \frac{r}{T}$	Энтродия паро- образования $S_s - S_x = \frac{r}{T}$
0	0,0063	4,60	204,97	0,00488	0,0000	2,1783	2,1783
5	0,0089	6,53	146,93	0,00681	0,0182	2,1479	2,1297
10	0,0125	9,17	106,62	0,00938	0,0360	2,1188	2,0828
15	0,0173	12,70	78,23	0,01278	0,0535	2,0909	2,0874
20	0,0236	17,40	58,15	0,01720	0,0707	2,0643	1,9936
25	0,0320	23,6	43,667	0,02290	0,0877	2,0389	1,9512
30	0,0429	31,5	33,132	0,03018	0,1044	2,0146	1,9102
35	0,0569	41,8	25,393	0,03938	0,1208	1,9912	1,8704
40	0,0747	54,9	19,650	0,05089	0,1369	1,9688	1,8319
45	0,0971	71,4	15,346	0,06516	0,1528	1,9474	1,7946
50	0,125	92,0	12,091	0,08271	0,1685	1,9268	1,7583
55	0,160	117,5	9,607	0,10409	0,1839	1,9070	1,7231
60	0,202	148,8	7,695	0,12995	0,1991	1,8880	1,6889
65	0,254	186,9	6,211	0,16100	0,2141	1,8697	1,6556
70	0,317	233,1	5,050	0,19800	0,2289	1,8522	1,6233
75	0,392	288,5	4,1353	0,2418	0,2435	1,8352	1,5917
80	0,482	354,6	3,4085	0,2934	0,2579	1,8189	1,5610
85	0,589	433,0	2,8272	0,3537	0,2721	1,8031	1,5310
90	0,714	525,4	2,3592	0,4239	0,2861	1,7879	1,5018
95	0,862	633,7	1,9797	0,5051	0,2999	1,7731	1,4732

Температура $t^{\circ}\text{C}$	Давление p кг/см ² абс.	Давление p мм Hg	Удельный объем су- хого пара v_s м ³ /кг	Удельный вес су- хого пара γ_s кг/м ³	Э н т р о п и я		Энтальпия паро- образования $S_s - S_x = \frac{r}{T}$
					жидкости $S_x = \int_0^t \frac{cdt}{T}$	сухого пара $S_s = S_x + \frac{r}{T}$	
100	1,033	760	1,6702	0,5987	0,3136	1,7589	1,4453
105	1,232	906	1,4166	0,7059	0,3271	1,7452	1,4181
110	1,462	1075	1,2073	0,8283	0,3404	1,7319	1,3915
115	1,726	1269	1,0338	0,9673	0,3536	1,7190	1,3654
120	2,027	1491	0,8894	1,1243	0,3666	1,7064	1,3398
125	2,371	1744	0,7681	1,3018	0,3795	1,6943	1,3148
130	2,760	2030	0,6664	1,5005	0,3922	1,6824	1,2902
135	3,200	2354	0,5800	1,7241	0,4048	1,6710	1,2662
140	3,695	2718	0,5071	1,9719	0,4173	1,6599	1,2426
145	4,248	3125	0,4450	2,2471	0,4296	1,6490	1,2194
150	4,868	3581	0,3917	2,553	0,4418	1,6384	1,1966
155	5,557	4088	0,3460	2,890	0,4538	1,6280	1,1742
160	6,323	4651	0,3065	3,262	0,4658	1,6181	1,1523
165	7,170	5274	0,2724	3,671	0,4776	1,6082	1,1306
170	8,104	5961	0,2429	4,117	0,4893	1,5986	1,1093
175	9,131	6717	0,2171	4,607	0,5009	1,5893	1,0884
180	10,258	7546	0,1945	5,140	0,5124	1,5802	1,0678
185	11,491	8453	0,1748	5,720	0,5228	1,5713	1,0475
190	12,835	9442	0,1575	6,348	0,5351	1,5626	1,0275
195	14,300	10519	0,1423	7,028	0,5463	1,5541	1,0078
200	15,890	11688	0,1288	7,763	0,5574	1,5458	0,9884

Т а б л и ц а I V

Сухой водяной пар от 0° до 200° С. (4-я таблица Mollier).

Температура t в °С	Теплосодержание		Приращение теплосодержания на каждые 10°	Энергия пара $U_s = q + r$ кал/кг	Теплота паро- образования $r = i_s - i_{ж}$ кал/кг	Внутренняя теп- лота испарения $\rho = U_s - q$ кал/кг	Внешняя теп- лота испарения $Ar (v_s - v)$ кал/кг
	жидкости $i_{ж} = q + Ar_{ж0}$ кал/кг	сухого пара $i_s = i_{жs} + Ar_{s0}$ кал/кг					
0	0	594,7	—	564,7	594,7	564,7	30,02
5	5,0	597,1	—	566,5	592,1	561,5	30,56
10	10,0	599,4	4,74	568,3	589,4	558,3	31,11
15	15,0	601,8	—	570,1	586,8	555,1	31,65
20	20,0	604,1	4,71	571,9	584,1	551,9	32,19
25	25,0	606,5	—	573,7	581,5	548,7	32,74
30	30,0	608,8	4,67	575,5	578,8	545,5	33,28
35	35,0	611,1	—	577,3	576,1	542,3	33,81
40	40,1	613,5	4,63	579,1	573,4	539,1	34,34
45	45,1	615,8	—	580,9	570,7	535,8	34,88
50	50,1	618,0	4,58	582,6	567,9	532,5	35,41
55	55,1	620,3	—	584,4	565,2	529,3	35,99
60	60,1	622,6	4,52	586,1	562,4	526,0	36,45
65	65,2	624,8	—	587,8	559,6	522,7	36,96
70	70,2	627,0	4,44	589,5	556,8	519,3	37,47
75	75,3	629,2	—	591,2	553,9	516,0	37,97
80	80,3	631,3	4,34	592,8	551,0	512,6	38,47
85	85,3	633,5	—	594,5	548,1	509,3	38,96
90	90,4	635,6	4,23	596,1	545,2	505,7	39,45
95	95,5	637,6	—	597,7	542,2	502,2	39,92

Температура t в $^{\circ}\text{C}$	Теплосодержание		Приращение теплосодержания на каждые 10°	Энергия пара $U_s = q + r$ кал/кг	Теплота паро- образования $r = i_s - i_{ж}$ кал/кг	Внутренняя теп- лота испарения $\rho = U_s - q$ кал/кг	Внешняя теп- лота испарения $\text{Ar} (v_s - v)$ кал/кг
	жидкости $i_{ж} = q + \text{Ar}_{ж_0}$ кал/кг	сухого пара $i_s = i_{s_0} + \text{Ar}_{с_0}$ кал/кг					
100	100,5	639,7	4,09	599,2	539,1	498,7	40,39
105	105,6	641,7	—	600,8	536,1	495,2	40,85
110	110,7	643,6	3,95	602,3	532,9	491,6	41,30
115	115,8	645,5	—	603,8	529,8	488,0	41,74
120	120,9	647,4	3,79	605,2	526,6	484,4	42,17
125	126,0	649,2	—	606,6	523,3	480,7	42,59
130	131,1	651,0	3,63	608,0	520,0	477,0	43,00
135	136,2	652,8	—	609,3	516,6	473,2	43,41
140	141,3	654,5	3,45	610,6	513,2	469,4	43,80
145	146,4	656,1	—	611,9	509,7	465,5	44,18
150	151,6	657,8	3,27	613,1	506,2	461,6	44,55
155	156,7	659,3	—	614,3	502,6	457,7	44,90
160	161,9	660,8	3,07	615,4	498,9	453,7	45,25
165	167,1	662,3	—	616,5	495,2	449,6	45,58
170	172,2	663,7	2,86	617,6	491,4	445,5	45,90
175	177,4	665,0	—	618,6	487,6	441,4	46,20
180	182,6	666,3	2,66	619,6	483,7	437,2	46,49
185	187,9	667,6	—	620,6	479,8	433,0	46,78
190	193,1	668,8	2,48	621,5	475,7	428,7	47,05
195	198,3	670,0	—	622,3	471,7	424,4	47,31
200	203,6	671,1	2,27	623,2	467,5	420,0	47,56

Т а б л и ц а V.

(вспомогательная 5-я таблица Mollier).

t	v	i	f	t	v	i	f
0	0,075	8	0,021	120	0,0223	2,24	0,00442
5	0,071	7	0,020	125	0,0214	2,14	0,00418
10	0,067	7	0,018	130	0,0205	2,06	0,00397
15	0,063	6	0,017	135	0,0197	1,97	0,00376
20	0,059	6	0,016	140	0,0189	1,89	0,00357
25	0,056	6	0,015	145	0,0181	1,82	0,00339
30	0,053	5	0,014	150	0,0174	1,75	0,00321
35	0,050	5	0,013	155	0,0168	1,68	0,00303
40	0,048	5	0,012	160	0,0161	1,61	0,00291
45	0,045	5	0,011	165	0,0155	1,55	0,00277
50	0,043	4,3	0,0103	170	0,0149	1,49	0,00263
55	0,041	4,1	0,0097	175	0,0144	1,44	0,00251
60	0,039	3,9	0,0091	180	0,0139	1,38	0,00239
65	0,037	3,7	0,0085	185	0,0134	1,33	0,00228
70	0,035	3,5	0,0080	190	0,0129	1,29	0,00217
75	0,033	3,4	0,0075	195	0,0124	1,24	0,00208
80	0,032	3,2	0,0070	200	0,0120	1,20	0,00198
85	0,030	3,1	0,0066	205	0,0116	1,15	0,00189
90	0,029	2,9	0,0062	210	0,0112	1,11	0,00181
95	0,028	2,8	0,0059	215	0,0108	1,08	0,00173
100	0,0265	2,66	0,00554	220	0,0105	1,04	0,00166
105	0,0255	2,55	0,00524	225	0,0101	1,00	0,00159
110	0,0243	2,44	0,00494	230	0,0098	0,97	0,00152
115	0,0232	2,35	0,00468	235	0,0095	0,94	0,00146

t	v	i	f	t	v	i	f
240	0,0092	0,91	0,00139	350	0,0048	0,46	0,00060
245	0,0089	0,88	0,00134	355	0,0047	0,45	0,00058
250	0,0086	0,85	0,00128	360	0,0046	0,44	0,00056
255	0,0083	0,82	0,00123	365	0,0044	0,43	0,00054
260	0,0081	0,79	0,00118	370	0,0043	0,41	0,00052
265	0,0078	0,77	0,00113	375	0,0042	0,40	0,00051
270	0,0076	0,75	0,00109	380	0,0041	0,39	0,00049
275	0,0074	0,72	0,00105	385	0,0040	0,38	0,00047
280	0,0071	0,70	0,00101	390	0,0039	0,37	0,00046
285	0,0069	0,68	0,00097	395	0,0038	0,36	0,00044
290	0,0067	0,66	0,00093	400	0,0037	0,35	0,00043
295	0,0065	0,64	0,00090	405	0,0036	0,34	0,00042
300	0,0063	0,62	0,00086	410	0,0035	0,33	0,00040
305	0,0062	0,60	0,00083	415	0,0034	0,33	0,00039
310	0,0060	0,58	0,00080	420	0,0034	0,32	0,00038
315	0,0058	0,57	0,00077	425	0,0033	0,31	0,00037
320	0,0057	0,55	0,00074	430	0,0032	0,30	0,00036
325	0,0055	0,53	0,00072	435	0,0031	0,29	0,00035
330	0,0053	0,52	0,00069	440	0,0031	0,29	0,00034
335	0,0052	0,50	0,00067	445	0,0030	0,28	0,00033
340	0,0051	0,49	0,00064	450	0,0029	0,27	0,00032
345	0,0049	0,48	0,00062	—	—	—	—

Т а б л и ц а VI.

Сухой водяной пар при давлениях от 0,02 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ до 25 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$
(по Schüle).

Давление p kg/cm ² abs.	Температура °C.	Удельный объем жидк. 1.000 ° ltr/kg.	Удельн. объем пара s m ³ /kg.	Удельный вес пара γ kg/m ³ .	Теплота жидк. q cal/kg.	Теплота паро- образов. r cal/kg.	Полн. тепл. пара λ cal/kg.	Внешн. тепл. паро- образов. Ap (s-s) cal/kg.	Внутр. тепл. паро- образов. p cal/kg.
0,02	17,2	1,0013	68,28	0,01465	17,2	588,0	603,2	32,0	554,0
0,04	28,6	1,0040	35,47	0,02819	28,6	580,0	608,6	33,2	546,8
0,06	35,8	1,0063	24,19	0,04134	35,7	576,2	611,9	34,0	542,2
0,08	41,1	1,0083	18,45	0,05420	41,1	573,4	614,5	34,7	538,7
0,10	45,4	1,0100	14,96	0,06631	45,3	571,4	616,7	35,3	536,1
0,15	53,6	1,0131	10,22	0,09785	53,5	566,6	620,1	36,1	530,5
0,20	59,7	1,0165	7,80	0,1282	59,6	563,1	622,7	36,6	526,5
0,25	64,6	1,0195	6,33	0,1580	64,5	560,1	624,6	37,0	523,1
0,30	68,7	1,0219	5,33	0,1876	68,6	557,9	626,5	37,5	520,4
0,35	72,3	1,0241	4,620	0,2164	72,2	555,7	627,9	37,8	517,9
0,40	75,4	1,0260	4,062	0,2462	75,3	553,9	629,2	38,1	515,8
0,45	78,2	1,0278	3,630	0,2755	78,1	552,2	630,3	38,3	513,9
0,50	80,9	1,0296	3,290	0,3039	80,8	550,4	631,2	38,5	511,9
0,60	85,4 ₅	1,0327	2,775	0,3603	85,4	547,2	632,6	39,0	508,2
0,70	89,4	1,0355	2,400	0,4167	89,4	544,6	634,0	39,3	505,3
0,80	93,0	1,0381	2,115	0,4728	93,0	542,5	635,4	39,6	502,9
0,90	96,2	1,0405	1,900	0,5263	96,2	540,6	636,8	40,0	500,6
1,00	99,1	1,0426	1,721	0,5811	99,1	538,8	637,9	40,3	498,5
1,20	104,2 ₅	1,0467	1,451	0,6892	104,3	535,7	640,0	40,7	495,0
1,40	108,7	1,0503	1,258	0,7949	108,8	532,9	641,7	41,2	491,7
1,60	112,7	1,0535	1,108	0,9025	112,8	530,4	643,2	41,6	488,8
1,80	116,3	1,0563	0,993	1,007	116,5	528,0	644,5	41,9	486,1
2,00	119,6	1,0589	0,902	1,109	119,9	525,7	645,6	42,2	483,5
2,50	126,8	1,0650	0,735	1,361	127,2	520,3	647,5	42,9	477,4
3,00	132,9	1,0705	0,619	1,615	133,4	516,1	649,5	43,4	472,7
3,50	138,2	1,0755	0,5335	1,874	138,7	512,3	651,0	43,7	468,6
4,00	142,9	1,0803	0,4710	2,123	143,8	508,7	652,5	44,1	464,6
4,50	147,2	1,0848	0,4220	2,370	148,1	505,8	653,9	44,4	461,6
5,00	151,1	1,0890	0,3823	2,616	152,0	503,2	655,2	44,7	458,5

Давление p kgf/cm ² abs.	Температура °C.	Удельный объем жидк. 1.000 g litr/kgf.	Удельн. объем пара s m ³ /kgf.	Удельный вес пара γ kgf/m ³ .	Теплота жидк. q cal/kgf.	Теплота паро- образов. r cal/kgf.	Полн. тепл. пара λ cal/kgf.	Внешн. тепл. паро- образов. Ap(s—g) cal/kgf.	Внутр. тепл. паро- образов. p cal/kgf.
5,50	154,7	1,0933	0,3494	2,862	155,7	500,6	656,8	44,9	455,7
6,00	158,1	1,0973	0,3218	3,107	159,3	498,0	657,8	45,1	452,9
6,50	161,2	1,1011	0,2983	3,352	162,4	495,9	658,8	45,3	450,6
7,00	164,2	1,1049	0,2778	3,600	165,5	493,8	659,3	45,5	448,3
7,50	167,0	1,1085	0,2608	3,834	168,5	491,6	660,1	45,7	445,9
8,00	169,6	1,1119	0,2450	4,082	171,2	489,7	660,9	45,8	443,9
8,50	172,2	1,1153	0,2318	4,314	173,9	487,8	661,7	45,9	441,9
9,00	174,6	1,1186	0,2194	4,557	176,4	486,1	662,5	46,0	440,1
9,50	176,9	1,1208	0,2080	4,808	178,6	484,5	663,2	46,1	438,4
10,00	179,1	1,1246	0,1980	5,050	181,2	482,6	663,8	46,2	436,4
10,50	181,2	1,1278	0,1896	5,274	183,3	481,2	664,5	46,4	434,8
11,00	183,2	1,1308	0,1815	5,510	185,4	479,8	665,2	46,5	433,3
11,50	185,2	1,1337	0,1740	5,747	187,5	478,3	665,8	46,6	431,7
12,00	187,1	1,1364	0,1668	5,995	189,5	476,9	666,4	46,6	430,3
12,50	189,0	1,1382	0,1607	6,223	191,6	475,5	667,1	46,7	428,8
13,00	190,8	1,1419	0,1544	6,477	193,4	474,1	667,5	46,8	427,3
13,50	192,5	1,1447	0,1492	6,702	195,2	472,8	668,0	46,9	425,9
14,00	194,2	1,1474	0,1442	6,935	197,0	471,4	668,4	47,0	424,4
14,50	195,8	1,1500	0,1395	7,169	198,7	470,1	668,8	47,1	423,0
15	197,4	1,1525	0,1350	7,407	200,4	468,9	669,3	47,2	421,7
16	200,5	1,156	0,1272	7,862	203,7	466,6	670,3	47,3	419,3
17	203,4	1,163	0,1203	8,312	206,8	464,1	670,9	47,5	416,6
18	206,2	1,167	0,1140	8,772	209,8	461,8	671,6	47,6	414,2
19	208,9	1,171	0,1086	9,208	212,7	459,5	672,2	47,8	411,7
20	211,4	1,176	0,1035	9,662	215,4	457,4	672,8	47,8	409,6
21	213,9	1,180	0,0985	10,15	218,0	455,3	673,3	47,8	407,5
22	216,3	1,184	0,0942	10,62	220,6	453,3	673,9	47,9	405,4
23	218,6	1,189	0,0901	11,10	223,1	451,4	674,5	47,9	403,5
24	220,8	1,193	0,0864	11,57	225,5	449,5	675,0	47,9	401,6
25	223,0	1,197	0,0829	12,06	227,9	447,7	675,6	47,9	399,8

Т а б л и ц а VII.

Сухой водяной пар при температурах 0° до 220° С.
(по Schüle).

Температ. ° С	Давление p kg/cm² abs.	Удельный объем жидк. 1000° ltg/kg	Удельный объем пара в m³/kg	Удельн. вес пара γ kg/m³	Теплота жидкости q Cal/kg	Теплота парообра- зования r Cal/kg	Полная теплота сух. насыщ. пара λ Cal/kg	Внешн. темп. паро- образов. Δp(s—г) Cal/kg	Внутр. темп. паро- образ. ρ Cal/kg
0	0,00622	1,0001	206,5	0,004843	0,00	594,8	594,8	30,4	564,4
5	0,00889	1,0000	147,1	0,006798	5,03	592,2	597,2	30,6	561,6
10	0,01252	1,0003	106,4	0,009398	10,05	589,5	599,5	31,3	558,2
15	0,0174	1,0009	77,95	0,01283	15,05	586,9	601,9	31,8	555,1
20	0,0238	1,0018	57,81	0,01730	20,04	584,3	604,3	32,3	552,0
25	0,0323	1,0029	43,38	0,02305	25,04	581,7	606,7	32,8	548,9
30	0,0433	1,0043	32,93	0,03037	30,03	579,2	609,2	33,4	545,8
35	0,0573	1,0060	25,24	0,03962	35,0	576,6	611,6	33,9	542,7
40	0,0752	1,0078	19,54	0,05118	39,9	574,0	613,9	34,4	539,6
45	0,0977	1,0098	15,28	0,06545	44,9	571,3	616,2	34,9	536,4
50	0,1258	1,0121	12,02	0,08320	49,9	568,5	618,4	35,4	533,1
55	0,1602	1,0145	9,581	0,10437	54,9	565,7	620,6	36,0	529,7
60	0,2028	1,0167	7,677	0,13026	59,9	562,9	622,8	36,5	526,4
65	0,2547	1,0198	6,200	0,16129	64,9	560,0	624,9	37,0	523,0
70	0,3175	1,0227	5,046	0,1982	69,9	557,1	627,0	37,5	519,6
75	0,3929	1,0258	4,123	0,2425	74,9	554,1	629,0	38,1	516,0
80	0,4827	1,0290	3,406	0,2936	79,9	551,1	631,0	38,6	512,5
85	0,5893	1,0324	2,835	0,3527	84,9	548,0	632,9	39,1	508,9
90	0,7148	1,0359	2,370	0,4219	89,9	545,0	634,9	39,6	505,4
95	0,8619	1,0396	1,998	0,5030	95,0	541,9	636,9	40,2	501,7
100	1,0333	1,0433	1,674	0,5974	100,0	538,7	638,7	40,7	498,0
105	1,2319	1,0473	1,420	0,7042	105,0	535,4	640,4	41,1	494,3
110	1,4608	1,0513	1,210	0,8264	110,1	532,1	642,2	41,5	490,6

Темперт. °С	Давление p kg/cm ² abs	Удельный объем жидк. 1000г lt/kg	Удельный объем пара lt/m ³ /kg	Удельн. вес пара γ kg/m ³	Теплота жидкости q Cal/kg	Теплота парообра- зования r Cal/kg	Полная теплота сух. наст. пара λ Cal/kg	Внешн. тепл. паро- образов. Ap(s—t) Cal/kg	Внутр. тепл. паро- образ. p Cal/kg
115	1,7237	1,0556	1,030	0,9709	115,2	528,7	643,9	41,8	486,9
120	2,0242	1,0592	0,891	1,122	120,2	525,3	645,5	42,2	483,1
125	2,3662	1,0635	0,771	1,297	125,3	521,7	647,0	42,6	479,1
130	2,7538	1,0678	0,668	1,497	130,5	518,2	648,7	43,0	475,2
135	3,1914	1,0725	0,581	1,721	135,6	514,6	650,2	43,3	471,3
140	3,6835	1,0772	0,508	1,968	140,7	510,9	651,6	43,7	467,2
145	4,2352	1,0825	0,446	2,242	145,8	507,4	653,2	44,1	463,3
150	4,8517	1,0878	0,3926	2,547	150,9	503,8	654,7	44,5	459,3
155	5,5373	1,0936	0,3470	2,882	156,1	500,2	656,3	44,8	455,4
160	6,2986	1,0995	0,3074	3,253	161,2	496,6	657,8	45,1	451,5
165	7,1414	1,1060	0,2725	3,670	166,4	493,0	659,4	45,4	447,6
170	8,0714	1,1124	0,2431	4,114	171,6	489,4	661,0	45,7	443,7
175	9,0937	1,1192	0,2170	4,608	176,8	485,8	662,6	46,0	439,8
180	10,215	1,1260	0,1945	5,141	182,0	482,2	664,2	46,2	436,0
185	11,433	1,1334	0,1743	5,737	187,3	478,5	665,8	46,5	432,0
190	12,785	1,1407	0,1574	6,353	192,6	474,7	667,3	46,8	427,9
195	14,246	1,1487	0,1417	7,057	197,8	470,8	668,6	47,0	423,8
200	15,834	1,1566	0,1287	7,770	203,1	467,0	670,1	47,3	419,7
205	17,56	1,165	0,1167	8,569	208,5	462,9	671,4	47,5	415,4
210	19,43	1,173	0,1059	9,443	213,8	458,8	672,6	47,7	411,1
215	21,45	1,182	0,0963	10,38	219,2	454,6	673,8	47,8	406,8
220	23,62	1,191	0,0879	11,38	224,6	450,2	674,8	48,0	402,2

Т а б л и ц а VIII.

Сухой водяной пар при давлениях от 20 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ до 224,2 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$
(по Schüle).

Давление p kg/cm ² abs	Температура t °C	Удельный объем жидкости 1000 c litr/kg	Удельн. объем сух. насыщ. пара s m ³ /kg	Удельн. вес пара $\gamma = \frac{1}{s}$ kg/m ³	Теплота жидкости q Cal/kg	Теплота парообра- зования r Cal/kg	Полная теплота сух. нас. пара, λ Cal/kg	Внешн. тепл. паро- образов. Ar(s—q) Cal/kg	Внутр. тепл. изна- рения. p Cal/kg
20	211,5	1,176	0,1035	9,6619	215,4	457	673	47,8	410
21	213,9	1,180	0,0985	10,152	218,0	455	673	47,8	407,5
22	216,3	1,184	0,0942	10,616	220,6	453	674	47,9	405
23	218,6	1,189	0,0901	11,099	223,1	451	674,5	47,9	403,5
24	220,8	1,193	0,0864	11,574	225,5	450	675	47,9	402
25	223,0	1,197	0,0829	12,063	227,9	448	676	47,9	400
26	225,1	1,201	0,0799	12,516	230,1	446	676	47,9	398
27	227,1	1,205	0,0771	12,970	232,3	444,5	677	48,0	396
28	229,1	1,209	0,0744	13,441	234,5	443	677	48,0	395
29	231,0	1,213	0,0719	13,908	236,5	441	678	48,0	393
30	232,9	1,216	0,0696	14,368	238,6	439	678	48,0	391
32	236,5	1,223	0,0653	15,314	242,5	436	679	48,0	388
34	239,9	1,230	0,0615	16,260	246,2	433	679	48,0	385
36	243,1	1,236	0,0582	17,182	249,8	429,5	679	48,0	381,5
38	246,3	1,243	0,0552	18,116	253,3	426	679	48,0	378
40	249,3	1,250	0,0524	19,084	257,0	422,5	680	48,0	374,5
42	252,2	1,256	0,0499	20,040	260,0	419,5	680	47,9	372
44	255,0	1,262	0,0476	21,008	263,0	416,5	680	47,8	369
46	257,7	1,269	0,0456	21,930	266,0	413,5	680	47,7	366
48	260,3	1,275	0,0435	22,988	268,9	410,5	679	47,5	363
50	262,8	1,281	0,0416	24,038	271,8	407,5	679	47,3	360

Давление p кг/см ² abs	Температура t °C	Удельный объем жидкости 1000 σ lt/kg	Удельн. объем сух. насыщ. пара σ mtr ³ /kg	Удельн. вес пара $\gamma = \frac{1}{\sigma}$ кг/м ³	Теплота жидкости q Cal/kg	Теплота парообра- зования r Cal/kg	Полная теплота сух. нас. пара. λ Cal/kg	Внешн. темп. паро- образов. $Ar(s-\sigma)$ Cal/kg	Внутр. темп. паро- образ. r Cal/kg
55	268,8	1,295	0,0377	26,525	279,0	400	679	46,9	353
60	274,5	1,309	0,0346	28,902	285,3	392	677	46,6	345
65	279,7	1,323	0,0316	31,646	291,0	384	675	46,0	338
70	284,7	1,336	0,0290	34,483	297,0	376	673	45,3	331
75	289,4	1,349	0,0267	37,453	302,0	368	670	44,5	323
80	293,8	1,362	0,0247	40,486	307,6	360	668	43,7	316
85	298,0	1,373	0,0230	43,478	312,6	352	665	43,0	309
90	302,1	1,388	0,0215	46,512	316,7	344	661	42,3	302
95	306,0	1,403	0,0202	49,505	321,0	336	657	41,8	293
100	309,7	1,418	0,0189	52,910	326,4	328	654	41,0	287
110	316,7	1,446	0,0168	59,524	335,6	312	648	39,6	272
120	323,3	1,480	0,0150	66,67	344,6	296	640	38,0	258
130	329,5	1,520	0,0133	75,19	354,0	279	633	36,1	243
140	335,3	1,556	0,0118	84,74	363,6	261	625	33,7	228
150	340,7	1,592	0,0106	94,34	373,8	244	618	31,6	212
160	345,9	1,631	0,0095	105,3	383,6	226	610	29,5	196
170	350,9	1,680	0,0085	117,6	393,4	207	601	27,2	180
180	355,6	1,730	0,0076	131,6	403,2	188	591	24,8	163
190	360,2	1,790	0,0067	149,2	414,0	168	582	21,8	146
200	364,4	1,880	0,0059	169,5	425,8	146	572	18,8	127
210	368,5	2,00	0,00507	197,2	441,4	117	558	15,1	102
220	372,4	2,28	0,00403	248,1	464,0	69	533	9,0	60
224,2	374,0	2,90	0,00290	344,8	499,3	0	499	0,0	0

Т а б л и ц а IX.

Сухой водяной пар при температурах от 200°C до 374°C
(по Schüle).

Температура $t^{\circ}\text{C}$	Давление p $\text{kg/cm}^2 \text{ abs}$	Удельный объем жидкости 1000 α lit/kg	Удельный объем пара s m^3/kg	Удельн. вес пара $\gamma = \frac{1}{s}$ kg/cm^3	Теплота жидкости q Cal/kg	Теплота испарения r Cal/kg	Полная теплота сух. нас. пара λ Cal/kg	Внеш. темп. паро- образов. $Ar(s-\alpha)$ Cal/kg	Внутр. темп. испе- рения p Cal/kg
200	15,84	1,157	0,1287	7,7700	203,1	467	670	47,3	420
205	17,56	1,165	0,1167	8,5690	208,5	463	671	47,5	415,5
210	19,43	1,173	0,1059	9,4428	213,8	459	673	47,7	411
215	21,45	1,182	0,0963	10,384	219,2	455	674	47,8	407
220	23,62	1,191	0,0879	11,377	224,6	451	675	48,0	403
225	25,97	1,201	0,0801	12,484	230,0	446	676	48,0	398
230	28,48	1,211	0,07306	13,687	235,5	442	677,5	48,0	394
235	31,18	1,221	0,06705	14,914	240,8	437	678	48,0	389
240	34,08	1,232	0,06140	16,287	246,3	433	679	48,0	385
245	37,17	1,242	0,05650	17,699	251,8	428	680	48,0	380
250	40,48	1,253	0,0519	19,268	257,3	422,5	680	48,0	374,5
255	44,00	1,263	0,0477	20,964	262,9	417	680	47,8	369
260	47,76	1,275	0,0436	22,936	268,4	411	679	47,5	363,5
265	51,75	1,286	0,0402	24,876	273,9	404	678	47,1	357
270	55,99	1,298	0,0370	27,027	279,5	398	677,5	46,8	351
275	60,50	1,311	0,0342	29,240	285,2	391	676	46,6	344
280	65,27	1,325	0,0314	31,847	290,9	383	674	46,0	337
285	70,34	1,340	0,0289	34,602	296,5	375	672	45,3	330
290	75,71	1,356	0,0264	37,879	302,3	366	669	44,4	322

Температура $t^{\circ}C$	Давление p кг/см ² abs	Удельный объем жидкости 1000 σ см ³ /кг	Удельный объем пара m^3 /кг	Удельн. вес пара $\gamma = 1/\sigma$ кг/м ³	Теплота жидкости q Cal/kg	Теплота испарения r Cal/kg	Полная теплота сух. нас. пара λ Cal/kg	Внешн. темп. паро- образов. $Ar(s-o)$ Cal/kg	Внутр. темп. испа- рения p Cal/kg
295	81,39	1,371	0,0244	40,984	308,1	357	665	43,8	313
300	87,41	1,387	0,0224	44,643	314,0	347	661	42,9	304
305	93,74	1,403	0,0205	48,780	320,2	337	657	41,9	295
310	100,42	1,416	0,0188	53,191	326,3	327	653	40,8	286
315	107,46	1,436	0,0173	57,803	333,5	316	649,5	40,0	276
320	114,86	1,457	0,0159	62,893	340,3	304	644	38,9	265
325	122,66	1,485	0,0145	68,96	347,6	291	639	37,3	254
330	130,89	1,515	0,0131	76,33	355,1	277	632	35,6	241
335	139,51	1,550	0,01195	83,68	363,0	262	625	34,0	228
340	148,60	1,585	0,01075	93,02	372,6	246	619	31,9	214
345	158,1	1,622	0,00972	102,9	381,8	228	610	29,8	198
350	168,1	1,667	0,00870	114,9	391,4	210	601	27,7	182
355	178,6	1,712	0,00770	129,9	401,8	191	593	25,0	166
360	189,6	1,793	0,00667	149,9	413,4	168	581	21,8	146
365	201,3	1,891	0,00581	172,1	426,3	143	569	18,5	124
368	208,7	1,980	0,00520	163,4	437,7	122	560	15,8	106
370	213,7	2,061	0,00474	211,0	447,1	103	550	13,4	90
372	218,9	2,205	0,00420	238,1	459,5	79	538	10,2	69
374	224,2	2,900	0,00290	344,8	499,3	0	499	0,0	0

Т а б л и ц а X.

Сухой водяной пар при давлениях от $0,01 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ abs до $0,2 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ abs
(по Schüle)

Давление p.		Темпе- ратура t° C	Удельн. объем сух. нас. пара $\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$	Удельный вес сух. нас. пара $\frac{1000 \text{ г}}{\text{m}^3}$	Теплота пара образования г Cal/kg	Полн. теплота сух. нас. пара Cal/kg
$\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ abs.	mm ртутн. столба					
0,010	7,35	6,7	131,7	7,60	591,1	597,8
0,015	11,03	12,7	89,5	11,2	588,2	600,9
0,020	14,7	17,2	68,3	14,7	586,0	603,2
0,025	18,4	20,8	55,3	18,1	583,9	604,7
0,030	22,1	23,8	46,6	21,4	582,4	605,2
0,035	25,8	26,4	40,2	24,9	581,1	607,5
0,040	29,4	28,6	35,5	28,2	580,0	608,6
0,045	33,1	30,7	31,7	31,5	578,8	609,5
0,050	36,8	32,5	28,7	34,8	578,0	610,5
0,055	40,5	34,2	26,2	38,2	577,0	611,2
0,060	44,1	35,8	24,2	41,3	576,2	612,0
0,065	47,8	37,3	22,4	44,6	575,4	612,7
0,070	51,5	38,7	20,9	47,8	574,7	613,4
0,075	55,2	39,9	19,6	51,0	574,0	613,9
0,080	58,8	41,1	18,5	54,2	573,4	614,5
0,085	62,5	42,3	17,4	57,5	572,7	615,0
0,090	66,2	43,4	16,5	60,6	572,2	615,6
0,095	69,9	44,4	15,7	63,7	571,6	616,0
0,10	73,5	45,4	15,0	66,3	571,1	616,5
0,11	80,9	47,3	13,8	72,5	570,0	617,2
0,12	88,3	49,0	12,6	79,4	569,1	618,0
0,13	95,6	50,7	11,7	85,5	568,2	618,8
0,14	103,0	52,2	10,9	91,7	567,4	619,5
0,15	110,3	53,6	10,2	97,9	566,5	620,0
0,16	117,6	55,0	9,62	103,9	565,7	620,6
0,17	125,0	56,2	9,09	110,0	565,1	621,1
0,18	132,3	57,4	8,62	116,0	564,4	621,6
0,19	139,7	58,6	8,20	121,9	563,7	622,2
0,20	147,1	59,7	7,80	128,2	563,1	622,7

Т а б л и ц а X I.

Сухой водяной пар от $+10^{\circ}\text{C}$ до 50°C
(по Schüle)

Темпера- тура $t^{\circ}\text{C}$	Давление		Удельн. объем сух. нас. пара $\text{с м}^3/\text{кг}.$	Удельн. вес сух. нас. пара $1000 \text{ г } \text{г}/\text{м}^3$	Теплота паро- образования г Cal/kg	Полн. тепл. сух. нас. пара $\lambda \text{ Cal}/\text{kg}$
	mm рт. ст.	kgf/cm^2 abs				
10	9,21	0,0125	106,4	9,40	589,5	599,5
11	9,84	0,0134	97,7	10,03	589,0	600,0
12	10,52	0,0143	93,7	10,67	588,5	600,5
13	11,23	0,0153	87,9	11,38	588,0	601,0
14	11,99	0,0163	83,0	12,05	587,5	601,5
15	12,79	0,0174	77,9	12,83	586,9	601,9
16	13,64	0,0186	73,2	13,66	586,4	602,4
17	14,5	0,0197	69,0	14,49	585,9	602,9
18	15,5	0,0211	65,1	15,36	585,4	603,4
19	16,5	0,0224	61,4	16,29	584,9	603,9
20	17,5	0,0238	57,8	17,3	584,3	604,3
21	18,6	0,0254	54,5	18,3	583,8	604,8
22	19,8	0,0270	51,4	19,4	583,3	605,3
23	21,1	0,0287	48,6	20,6	582,8	605,8
24	22,4	0,0305	45,9	21,8	582,3	606,3
25	23,8	0,0324	43,4	23,0	581,7	606,7
26	25,2	0,0343	41,0	24,4	581,2	607,2
27	26,7	0,0363	38,8	25,8	580,7	607,7
28	28,3	0,0386	36,8	27,2	580,2	608,2

Темпера- тура t° C	Давление		Удельн. объем сух. нас. пара s m³/kgt	Удельн. вес сух. нас. пара 1000 γ gr/m³	Теплота паро- образования γ Cal/kgt	Полн. тепл. сух. нас. пара λ Cal/kgt
	mm рт. ст.	kgf/cm² abs				
29	30,0 ₅	0,0408	34,8	28,7	579,7	608,7
30	31,8	0,0432	32,9	30,4	579,2	609,2
31	33,7	0,0453	31,2	32,0	578,7	609,7
32	35,7	0,0486	29,6	33,8	578,2	610,2
33	37,7	0,0513	28,0	35,7	577,7	610,7
34	39,9	0,0543	26,6	37,6	577,2	611,2
35	42,2	0,0573	25,2	39,6	576,6	611,6
36	44,6	0,0606	23,9	41,8	576,1	612,1
37	47,1	0,0641	22,7	44,0	575,6	612,6
38	49,7	0,0676	21,6	46,3	575,1	613,1
39	52,5	0,0715	20,5	48,8	574,6	613,6
40	55,3	0,0752	19,5	51,2	574,0	614,0
41	58,4	0,0795	18,6	53,8	573,5	614,5
42	61,5	0,0836	17,7	56,5	572,9	614,8
43	64,8	0,0882	16,8	59,5	572,4	615,3
44	68,3	0,0930	16,0	62,5	571,8	615,7
45	71,9	0,0978	15,3	65,5	571,3	616,2
46	75,7	0,103	14,6	68,5	570,7	616,6
47	79,6	0,108	13,9	71,9	570,2	617,1
48	83,7	0,114	13,2	75,8	569,6	617,5
49	88,0 ₅	0,120	12,6	79,4	569,1	618,0
50	92,5	0,126	12,0	83,2	568,5	618,4

Т а б л и ц а XII.

Удельные объемы v перегретого пара $\left(\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}\right)$

(по Jacob)

$p \text{ кг/см}^2 =$	1	3	5	7	9	11	13	15	17	19
$t = t_s$	1,7281	0,6182	0,3826	0,2785	0,2195	0,1852	0,1546	0,1346	0,1195	0,1071
$t = 110^\circ$	1,7816	—	—	—	—	—	—	—	—	—
120	1,8302	—	—	—	—	—	—	—	—	—
130	1,8789	—	—	—	—	—	—	—	—	—
140	1,9273	—	—	—	—	—	—	—	—	—
150	1,9755	0,6305	—	—	—	—	—	—	—	—
160	2,0237	0,6476	—	—	—	—	—	—	—	—
170	2,0716	0,6646	—	—	—	—	—	—	—	—
180	2,1196	0,6814	0,3923	0,2833	—	—	—	—	—	—
190	2,1674	0,6981	0,4030	0,2913	0,2232	0,1852	—	—	—	—
200	2,2152	0,7146	0,4239	0,2992	0,2296	0,1906	0,1591	0,1359	0,1259	0,1113
220	2,3107	0,7311	0,4342	0,3068	0,2359	0,2009	0,1683	0,1443	0,1330	0,1180
240	2,4060	0,7464	0,4544	0,3217	0,2479	0,2108	0,1770	0,1520	0,1397	0,1242
260	2,5011	0,7669	0,4744	0,3364	0,2597	0,2205	0,1853	0,1585	0,1463	0,1302
280	2,5960	0,8268	0,4942	0,3509	0,2712	0,2300	0,1935	0,1668	0,1527	0,1359
300	2,6909	0,8611	0,5140	0,3653	0,2826	0,2393	0,2016	0,1739	0,1688	0,1501
350	2,9279	0,9733	0,5824	0,3795	0,2939	0,2624	0,2214	0,1913	0,1834	0,1637
400	3,1643	1,0529	0,6306	0,4147	0,3217	0,2850	0,2407	0,2109	0,1981	0,1771
450	3,4006	1,1323	0,6786	0,4496	0,3491	0,3074	0,2597	0,2248	0,2126	0,1901
500	3,6364	1,2113	0,7262	0,4842	0,3762	0,3294	0,2785	0,2412	0,2269	0,2029
550	3,8722	1,2902	0,7738	0,5184	0,4029	0,3512	0,2971	0,2573	—	—

Т а б л и ц а X I I I .
Теплоемкости C_p перегретого водяного пара
(по Knoblauch и Winkhaus)

Давление p	0,5at	1	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
Температура насыщения	80,9	99,1	119,6	142,9	158,1	169,6	179,1	187,1	194,2	200,5	206,2	211,4
t_{sj}	0,478	0,487	0,501	0,528	0,555	0,584	0,613	0,642	0,671	0,699	0,729	0,760
110	0,471	0,483	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
120	0,469	0,480	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
130	0,467	0,477	0,495	—	—	—	—	—	—	—	—	—
140	0,466	0,475	0,491	—	—	—	—	—	—	—	—	—
150	0,465	0,473	0,487	0,522	—	—	—	—	—	—	—	—
160	0,465	0,471	0,484	0,515	0,552	—	—	—	—	—	—	—
170	0,465	0,471	0,481	0,509	0,549	—	—	—	—	—	—	—
180	0,465	0,471	0,479	0,503	0,531	0,567	—	—	—	—	—	—
190	0,466	0,471	0,478	0,498	0,522	0,552	0,588	0,633	—	—	—	—
200	0,467	0,471	0,477	0,494	0,514	0,539	0,569	0,604	0,648	—	—	—
210	0,467	0,471	0,477	0,491	0,508	0,528	0,553	0,581	0,617	0,658	0,709	—
220	0,468	0,471	0,477	0,488	0,503	0,520	0,540	0,564	0,593	0,626	0,666	0,713
230	0,469	0,472	0,477	0,487	0,498	0,513	0,530	0,551	0,575	0,602	0,633	0,672
240	0,470	0,472	0,477	0,486	0,495	0,507	0,522	0,541	0,561	0,583	0,608	0,640
250	0,471	0,473	0,477	0,485	0,493	0,504	0,517	0,532	0,549	0,568	0,589	0,615
260	0,472	0,473	0,477	0,485	0,492	0,501	0,512	0,526	0,540	0,557	0,574	0,595
270	0,473	0,474	0,478	0,485	0,491	0,499	0,509	0,521	0,534	0,548	0,563	0,580
280	0,474	0,475	0,479	0,485	0,491	0,498	0,507	0,517	0,529	0,541	0,554	0,568
290	0,475	0,476	0,480	0,485	0,491	0,497	0,505	0,515	0,525	0,536	0,547	0,559
300	0,476	0,478	0,481	0,486	0,491	0,497	0,504	0,513	0,522	0,532	0,542	0,552
310	0,477	0,479	0,482	0,486	0,491	0,497	0,503	0,512	0,520	0,529	0,537	0,547
320	0,478	0,480	0,483	0,487	0,492	0,497	0,503	0,511	0,518	0,526	0,534	0,542
330	0,480	0,481	0,484	0,488	0,492	0,498	0,503	0,510	0,517	0,524	0,531	0,538
340	0,481	0,482	0,485	0,489	0,493	0,498	0,503	0,510	0,516	0,522	0,529	0,535
350	0,482	0,483	0,486	0,490	0,494	0,499	0,504	0,509	0,515	0,521	0,527	0,533
360	0,484	0,485	0,487	0,491	0,495	0,500	0,504	0,509	0,514	0,520	0,525	0,531
370	0,485	0,486	0,488	0,492	0,496	0,501	0,505	0,510	0,514	0,519	0,524	0,529
380	0,486	0,487	0,490	0,493	0,497	0,502	0,506	0,510	0,514	0,519	0,523	0,528

Т а б л и ц а X I V.

Средние теплоемкости C_{pm} перегретого водяного пара
(по Knoblauch и Winkhaus).

Давление p	0,5at	1	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
Температура насыщения	80,9	99,1	119,6	142,9	158,1	169,6	179,1	187,1	194,2	200,5	206,2	211,4
t_s	0,478	0,487	0,501	0,528	0,555	0,584	0,613	0,642	0,671	0,699	0,729	0,760
120	0,478	0,483	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
140	0,473	0,480	0,496	—	—	—	—	—	—	—	—	—
160	0,471	0,478	0,491	0,521	—	—	—	—	—	—	—	—
180	0,470	0,476	0,488	0,515	0,544	0,576	—	—	—	—	—	—
200	0,470	0,475	0,486	0,509	0,534	0,561	0,590	0,623	0,660	—	—	—
220	0,469	0,475	0,485	0,505	0,528	0,548	0,572	0,599	0,629	0,661	0,697	0,738
240	0,469	0,474	0,484	0,501	0,519	0,538	0,558	0,580	0,605	0,631	0,660	0,694
260	0,469	0,474	0,483	0,499	0,514	0,530	0,548	0,567	0,588	0,610	0,634	0,660
280	0,470	0,474	0,482	0,497	0,510	0,525	0,540	0,556	0,575	0,594	0,615	0,637
300	0,470	0,474	0,482	0,496	0,508	0,521	0,534	0,548	0,565	0,582	0,600	0,619
320	0,471	0,475	0,482	0,495	0,505	0,517	0,530	0,543	0,558	0,572	0,589	0,606
340	0,472	0,476	0,482	0,494	0,504	0,515	0,527	0,538	0,552	0,565	0,580	0,596
360	0,473	0,477	0,483	0,494	0,504	0,514	0,524	0,535	0,548	0,560	0,574	0,587
380	0,475	0,478	0,483	0,494	0,503	0,512	0,522	0,533	0,545	0,556	0,568	0,580
400	—	—	0,484	0,494	0,503	0,511	—	—	—	—	—	—
450	—	—	0,486	0,495	0,503	0,510	—	—	—	—	—	—
500	—	—	0,489	0,497	0,504	0,510	—	—	—	—	—	—
550	—	—	0,492	0,499	0,505	0,511	—	—	—	—	—	—

(по А. В. Попову).

p kg. cm ²	t_c	t_s	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190	200	210	220	230	240	250	260	270	280	290	300	310	320	330	340	350
0.05	611																																	
0.06	612.0	613.8																																
0.07	613.3	613.8																																
0.08	614.4		618.5																															
0.09	615.5		618.5	622.9																														
0.10	616.4		618.5	622.9	627.4																													
0.11	617.2		618.5	622.9	627.4	631.7																												
0.12	618.0		618.5	622.9	627.4	631.7	636.5																											
0.13	618.7			622.9	627.4	631.7	636.5	641.0																										
0.14	619.4			622.9	627.4	631.7	636.5	641.0	645.5																									
0.15	620.0			622.9	627.4	631.7	636.5	641.0	645.5	650.2																								
0.16	620.6			622.9	627.4	631.7	636.5	641.0	645.5	650.2																								
0.17	621.2			622.9	627.4	631.7	636.5	641.0	645.5	650.2	654.5																							
0.18	621.7			622.9	627.4	631.7	636.5	641.0	645.5	650.2	654.5	659.0																						
0.19	622.2			622.9	627.4	631.7	636.5	641.0	645.5	650.2	654.5	659.0																						
0.20	622.7			622.9	627.4	631.7	636.5	641.0	645.5	650.2	654.5	659.0																						
0.25	624.8			622.9	627.2	631.6	636.4	640.9	645.5	650.1	654.5	659.0	663.6																					
0.30	626.5				627.0	631.5	636.3	640.8	645.3	650.0	654.5	659.0	663.6	668.2	672.7																			
0.35	627.9					631.3	636.1	640.7	645.2	649.8	654.4	658.8	663.6	668.2	672.6	677.1	681.8																	
0.40	629.2					631.2	636.0	640.5	645.1	649.7	654.3	658.8	663.5	668.1	672.5	677.0	681.7	686.4	691.2															
0.45	630.3																																	
0.50	631.4																																	
0.60	633.2																																	
0.7	634.8																																	
0.8	636.1																																	
0.9	637.3																																	
1.0	638.4																																	
1.2	640.3																																	
1.4	641.9																																	
1.6	643.4																																	
1.8	644.6																																	
2.0	645.7																																	
2.5	648.1																																	
3.0	650.2																																	
3.5	652.0																																	
4.0	653.4																																	
4.5	654.7																																	
5.0	656.0																																	
5.5	657.1																																	
6.0	658.3																																	
6.5	659.2																																	
7.0	660.1																																	
7.5	661.0																																	
8.0	661.7																																	
8.5	662.5																																	
9.0	663.3																																	
9.5	663.9																																	
10.0	664.6																																	
10.5	665.3																																	
11.0	665.8																																	

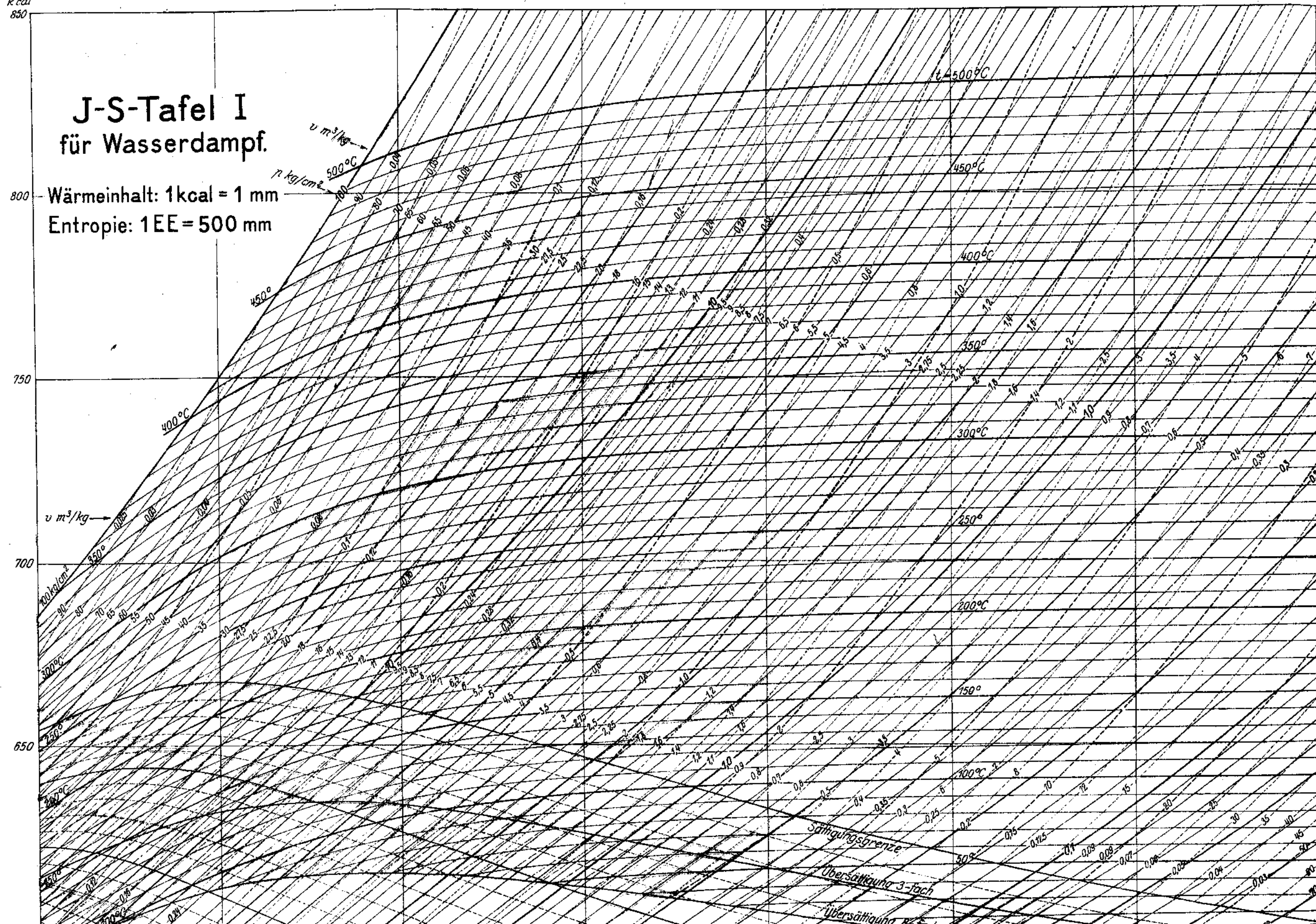
Таблица XVI.
Энтропия перегретого пара S
(по А. В. Попову).

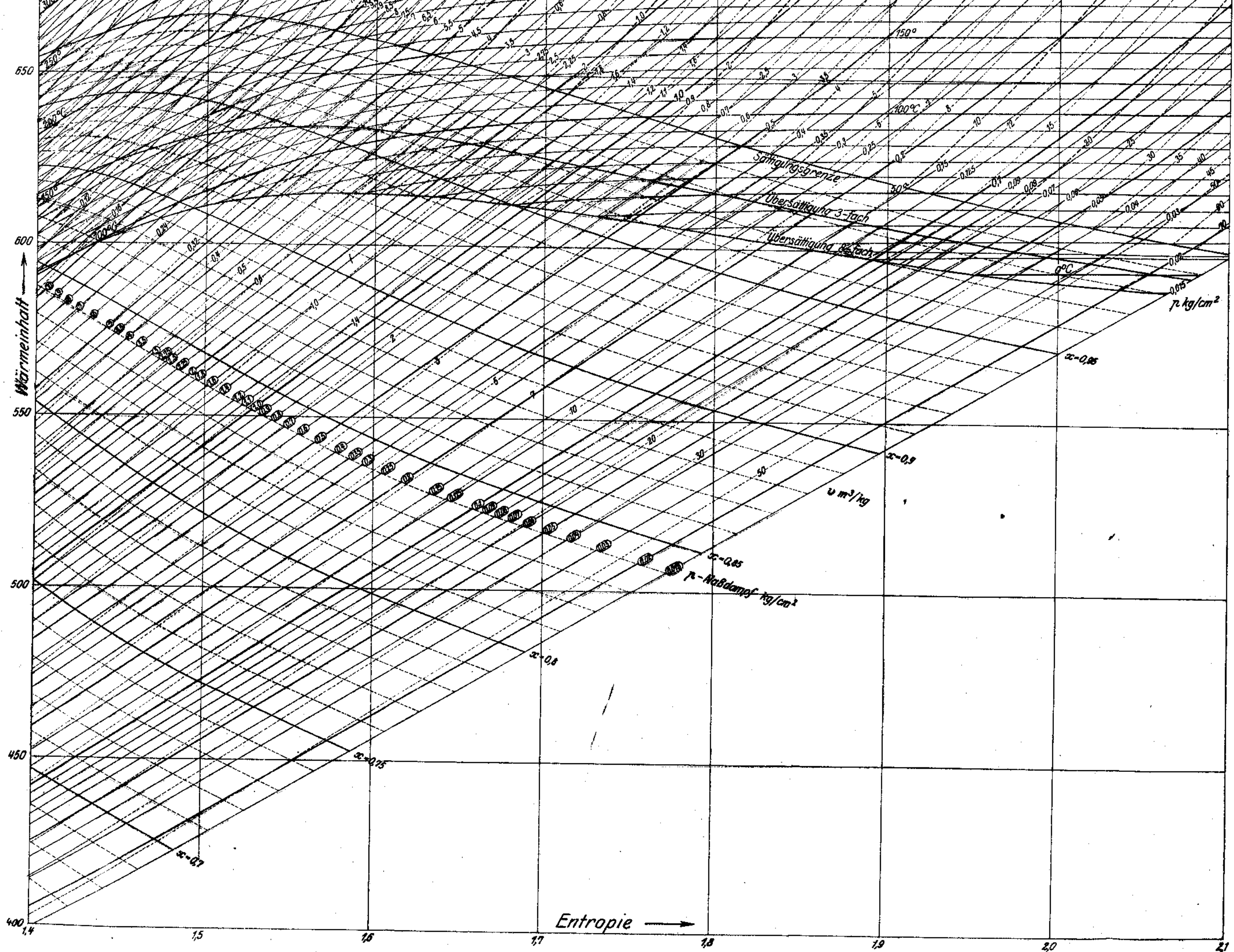
$\frac{p \text{ кгс.}}{\text{см}^2}$	t	t_s	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190	200	210	220	230	240	250	260	270	280	290	300	310	320	330	340	350	
0,05	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,06	1,9895	1,9950	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,07	1,9769	1,9776	1,9922	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,08	1,9659	—	1,9786	1,9911	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,09	1,9561	—	1,9656	1,9786	1,9920	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,10	1,9474	—	1,9540	1,9670	1,9803	1,9930	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,11	1,9395	—	1,9433	1,9565	1,9695	1,9820	1,9953	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,12	1,9320	—	1,9335	1,9467	1,9598	1,9723	1,9857	1,9988	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,13	1,9257	—	—	1,9375	1,9509	1,9636	1,9770	1,9894	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,14	1,9196	—	—	1,9301	1,9431	1,9558	1,9690	1,9813	1,9930	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,15	1,9140	—	—	—	1,9226	1,9359	1,9486	1,9620	1,9740	1,9860	1,9980	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,16	1,9082	—	—	—	1,9154	1,9289	1,9414	1,9549	1,9670	1,9790	1,9910	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,17	1,9036	—	—	—	1,9089	1,9222	1,9348	1,9483	1,9603	1,9721	1,9842	1,9952	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,18	1,8988	—	—	—	1,9026	1,9158	1,9283	1,9418	1,9539	1,9656	1,9775	1,9886	2,0000	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,19	1,8945	—	—	—	1,8962	1,9100	1,9222	1,9356	1,9478	1,9595	1,9714	1,9826	1,9937	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,20	1,8904	—	—	—	1,8903	1,9040	1,9162	1,9297	1,9420	1,9537	1,9656	1,9767	1,9878	1,9989	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,25	1,8720	—	—	—	—	1,8794	1,8918	1,9052	1,9173	1,9290	1,9408	1,9520	1,9631	1,9745	1,9853	1,9960	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,30	1,8572	—	—	—	—	1,8596	1,8719	1,8853	1,8974	1,9090	1,9208	1,9322	1,9430	1,9540	1,9648	1,9750	1,9850	1,9954	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,35	1,8443	—	—	—	—	—	1,8541	1,8673	1,8795	1,8916	1,9036	1,9150	1,9258	1,9368	1,9478	1,9580	1,9678	1,9783	1,9880	1,9983	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,40	1,8339	—	—	—	—	—	1,8398	1,8530	1,8654	1,8775	1,8896	1,9013	1,9123	1,9233	1,9340	1,9444	1,9540	1,9642	1,9741	1,9840	1,9940	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,45	1,8241	—	—	—	—	—	1,8265	1,8396	1,8520	1,8640	1,8762	1,8877	1,8987	1,9100	1,9206	1,9308	1,9406	1,9506	1,9606	1,9703	1,9802	1,9898	1,9990	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,5	1,8155	—	—	—	—	—	—	1,8272	1,8393	1,8514	1,8634	1,8751	1,8863	1,8974	1,9083	1,9186	1,9283	1,9386	1,9486	1,9583	1,9680	1,9778	1,9870	1,9960	—	—	—	—	—	—	—	—	—		
0,6	1,8010	—	—	—	—	—	—	1,8068	1,8190	1,8312	1,8430	1,8550	1,8665	1,8779	1,8888	1,8997	1,9093	1,9193	1,9293	1,9390	1,9487	1,9580	1,9670	1,9758	1,9848	1,9934	—	—	—	—	—	—	—		
0,7	1,7887	—	—	—	—	—	—	1,7894	1,8013	1,8135	1,8252	1,8370	1,8484	1,8600	1,8710	1,8815	1,8915	1,9020	1,9120	1,9218	1,9315	1,9410	1,9500	1,9587	1,9676	1,9762	1,9848	1,9935	—	—	—	—	—		
0,8	1,7773	—	—	—	—	—	—	—	1,7860	1,7980	1,8100	1,8220	1,8333	1,8450	1,8560	1,8665	1,8764	1,8870	1,8970	1,9072	1,9168	1,9260	1,9350	1,9438	1,9528	1,9613	1,9698	1,9783	1,9868	1,9954	—	—	—		
0,9	1,7678	—	—	—	—	—	—	—	1,7725	1,7845	1,7967	1,8087	1,8199	1,8317	1,8427	1,8532	1,8632	1,8738	1,8838	1,8940	1,9040	1,9133	1,9223	1,9313	1,9402	1,9490	1,9575	1,9660	1,9746	1,9830	1,9914	1,9998	—	—	
1,0	1,7597	—	—	—	—	—	—	—	1,7607	1,7725	1,7846	1,7966	1,8079	1,8196	1,8306	1,8410	1,8511	1,8618	1,8720	1,8818	1,8916	1,9013	1,9104	1,9193	1,9280	1,9368	1,9452	1,9540	1,9624	1,9708	1,9792	1,9872	1,9953	—	
1,2	1,7453	—	—	—	—	—	—	—	—	1,7519	1,7638	1,7756	1,7870	1,7988	1,8097	1,8204	1,8308	1,8415	1,8518	1,8616	1,8714	1,8807	1,8901	1,8990	1,9084	1,9172	1,9256	1,9343	1,9430	1,9513	1,9596	1,9677	1,9756	1,9834	
1,4	1,7328	—	—	—	—	—	—	—	—	1,7342	1,7460	1,7580	1,7694	1,7813	1,7922	1,8030	1,8133	1,8244	1,8348	1,8447	1,8544	1,8643	1,8732	1,8823	1,8913	1,9003	1,9090	1,9176	1,9263	1,9346	1,9428	1,9509	1,9589	1,9667	
1,6	1,7216	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,7306	1,7427	1,7542	1,7662	1,7773	1,7878	1,7980	1,8094	1,8200	1,8298	1,8396	1,8490	1,8584	1,8673	1,8763	1,8850	1,8935	1,9023	1,9108	1,9192	1,9274	1,9352	1,9432	1,9510	
1,8	1,7124	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,7168	1,7290	1,7407	1,7528	1,7638	1,7744	1,7848	1,7960	1,8066	1,8166	1,8263	1,8360	1,8450	1,8540	1,8630	1,8716	1,8802	1,8890	1,8976	1,9063	1,9147	1,9222	1,9303	1,9380	
2,0	1,7047	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,7044	1,7166	1,7281	1,7406	1,7518	1,7624	1,7727	1,7840	1,7944	1,8047	1,8147	1,8242	1,8333	1,8423	1,8513	1,8600	1,8688	1,8773	1,8860	1,8943	1,9032	1,9112	1,9192	1,9268	
2,5	1,6858	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,6893	1,7010	1,7134	1,7246	1,7357	1,7460	1,7573	1,7680	1,7780	1,7880	1,7978	1,8070	1,8160	1,8252	1,8340	1,8428	1,8514	1,8602	1,8687	1,8773	1,8855	1,8938	1,9020	
3,0	1,6713	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,6795	1,6920	1,7033	1,7144	1,7248	1,7360	1,7470	1,7570	1,7672	1,7770	1,7860	1,7950	1,8045	1,8132	1,8220	1,8308	1,8392	1,8478	1,8563	1,8645	1,8727	1,8808	
3,5	1,6594	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,6610	1,6734	1,6850	1,6964	1,7070	1,7183	1,7293	1,7394	1,7500	1,7598	1,7692	1,7780	1,7872	1,7960	1,8050	1,8137	1,8223	1,8309	1,8393	1,8473	1,8556	1,8635
4,0	1,6488	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,6583	1,6698	1,6813	1,6922	1,7033	1,7143	1,7246	1,7348	1,7450	1,7543	1,7632	1,7724	1,7810	1,7900	1,7990	1,8074	1,8160	1,8246	1,8327	1,8408	1,8488
4,5	1,6397	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,6560	1,6677	1,6788	1,6900	1,7010	1,7114	1,7218	1,7320	1,7416	1,7507	1,7598	1,7686	1,7774	1,7860	1,7947	1,8030	1,8117	1,8197	1,8279	1,8359
5,0	1,6315	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,6426	1,6550	1,6665	1,6780	1,6898	1,6992	1,7097	1,7200	1,7296	1,7390	1,7483	1,7572	1,7659	1,7746	1,7830	1,7916	1,8000	1,8080	1,8164	1,8245
5,5	1,6242	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,6310	1,6432	1,6548	1,6664	1,6775	1,6880	1,6987	1,7090	1,7187	1,7280	1,7373	1,7463	1,7552	1,7640	1,7725	1,7809	1,7895	1,7977	1,8059	1,8140
6,0	1,6172	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,6195	1,6322	1,6440	1,6560	1,6670	1,6777	1,6886	1,6987	1,7086	1,7183	1,7274	1,7365	1,7453	1,7540	1,7626	1,7710	1,7794	1,7877	1,7958	1,8040
6,5	1,6112	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,6220	1,6342	1,6460	1,6575	1,6682	1,6790	1,6												

kcal
850

J-S-Tafel I für Wasserdampf.

Wärmeinhalt: 1kcal = 1 mm
Entropie: 1EE = 500 mm





ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

МОСКВА — ПЕТРОГРАД

- Николай, Е. Л., проф. — Лекции по теоретической механике. Ч. I. Статика твердого тела. Стр. 140. Цена 1 руб. 10 коп.
Его же. — Лекции по теоретической механике. Ч. II. Кинематика. Стр. 155. Цена 1 руб. 20 коп.
Ньюкомб, С. — Звезды. Под редакцией проф. В. В. Серафимова. Стр. 240. Цена 1 руб. 50 коп.
Полруженко, М. — Начала анализа. Изд. 3-е. Стр. 125. Цена 75 коп.
Резерфорд, Э. — Строение атома и искусственное разложение элементов. Стр. 177. Цена 1 руб. 25 коп.
Ривов, О. А. — Железобетонные конструкции и графика для расчета. Ч. I. Стр. 222. Ч. II. 36 таблиц. Цена 4 руб. за обе части.
Смит, М. — Основы статистической методологии. Вып. I. Ч. I. Роль статистического метода в научном исследовании. Ч. II. Важнейшие приемы статистического измерения. Стр. 195. Цена 1 руб. 20 коп.
Сморodinцев, И. А. — Ферменты растительного и животного царства. Ч. I. Общая ферментология. Стр. 340. Цена 1 руб. 50 коп.
Тредвелл, Ф. — Курс аналитической химии в двух томах. Т. I. Качественный анализ. Перевод с немецкого А. Комаровского. Стр. 427. Цена 2 руб.
Его же. — Курс аналитической химии в двух томах. Том II. Количественный анализ. Перевод с немецкого А. Комаровского. 3-е изд. Стр. 572. Цена 3 руб.
Угримов, Б., и Генсель, Г. — Основы техники сварных токов. Том II. Переменные токи. Стр. 524. Цена 1 руб. 50 коп.

ТОРГОВЫЙ СЕКТОР ГОСУДАРСТВЕННОГО ИЗДАТЕЛЬСТВА.

Москва, Ильинка, Биржевая пл.,
Богоявленский, 4.



Петроград, Проспект 25 Октября, 28.

ОТДЕЛЕНИЯ:

ВОЛОГДА, Площадь Свободы; ВОРОНЕЖ, Проспект Революции, 1-й дом Совета; КАЗАНЬ, Гостинодворская, Гостиный Двор; КИЕВ, Крещатик, 34; КОСТРОМА, Советская, 11; КРАСНОДАР, Красная, 33; НИЖНИЙ-НОВГОРОД, Б. Покровка, *12; ОДЕССА, ул. Ласалы, 12; ПЕНЗА, Интернациональная, 39/43; РОСТОВ НА ДОНУ, ул. Фридриха Энгельса, 106; САРАТОВ, зд. Совета; ТАМБОВ, Коммунальная, 14; ТИФЛИС, Проспект Рушавели, 16; ХАРЬКОВ, Московская 20.

Магазины в Москве:

1) Советская площадь (под гост. «Дрезден»); 2) Моховая, 17 (под гост. «Националь»); 3) Б. Никитская, 13 (здание консерватории); 4) Никольская ул., 3; 5) Серпуховская [пл., 1/43]; 6) Кузнечий мост, 12.

Магазины в Петрограде:

1) Проспект 25 Октября (Невский), 28; 2) Проспект 25 Октября, 13; 3) Проспект Володарского (б. Литейный), 53.