

Автор ер.

Е 50

ОДЕССКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им. М. В. ЛОМОНОСОВА

ЕЛЕМА
Виктор Афанасьевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА
МЕТОДА РАСЧЕТА ТЕРМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГАЗОВ
И ПРИМЕНЕНИЕ ЕГО ДЛЯ ШЕСТИФТОРИСТОЙ
СЕРЫ И АЦЕТИЛЕНА**

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Одесса — 1967

ЕЛЕМА
Виктор Афанасьевич

Дереулет 19 89

ИССЛЕДОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА
МЕТОДА РАСЧЕТА ТЕРМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГАЗОВ
И ПРИМЕНЕНИЕ ЕГО ДЛЯ ШЕСТИФТОРИСТОЙ
СЕРЫ И АЦЕТИЛЕНА

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

ОНАХТ 05.12.11
Исследование и экспе



v001211

✓ 0.0. 1211



Работа выполнена в Одесском институте
инженеров морского флота.

Научный руководитель — д. т. н., профессор **Казавчинский Я. З.**

Официальные оппоненты: д. т. н. **Ривкин С. Л.**, к. т. н. доц. **Катхе О. И.**

Ведущее предприятие — Проблемная лаборатория Одесского технологического института пищевой и холодильной промышленности.

Автореферат разослан *24* апреля 1967 г.

Защита диссертации намечена на *26 мая* 1967 г. на заседании совета Одесского технологического института им. М. В. Ломоносова (Одесса, ул. Свердлова, 112).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОТИ им. М. В. Ломоносова.

Ваш отзыв и замечания по автореферату В. А. Елемы в 2-х экземплярах направляйте в адрес совета ОТИ им. М. В. Ломоносова.

Ученый секретарь совета ОТИ им. М. В. Ломоносова
(**ЗАПОРОЖЕЦ Л. А.**).

Л. А. Запорожец

Все возрастающее количество рабочих тел и агентов, которые интересуют теплоэнергетику, холодильное дело, химическую промышленность и другие отрасли хозяйства, требует определения их свойств, и в том числе термодинамических.

Исследование термодинамических свойств веществ состоит из экспериментального определения термических и калорических величин, их взаимной увязки и обработки для получения необходимых таблиц и диаграмм. Термодинамические соотношения дают возможность избежать весьма сложного экспериментального определения калорических свойств, если получены $p-v-t$ величины для данного газа или составлено уравнение состояния, последнее особенно ценно при современном развитии вычислительной техники.

К сожалению, получение уравнения состояния чисто теоретическим путем пока невозможно, а использование полуэмпирических уравнений требует экспериментального определения термических данных в широкой области изменения параметров. Необходимость в исследовании сжимаемости огромного числа веществ делает практически невыполнимым и это требование. По этой причине, наряду с развитием экспериментальных исследований, весьма актуальной является задача расчетного определения термических свойств или получения уравнения состояния на основе ограниченных данных, которые реально могут быть получены для каждого вещества.

Анализ известных методов расчета термодинамических свойств, в основном базирующихся на теории термодинамического подобия, показывает, что они имеют приемлемую точность только в весьма ограниченных интервалах изменения параметров. Основным недостатком большинства методов заключается в том, что не учитываются особенности поведения конкретного вещества, а предлагаемые уравнения состояния имеют фиксированные температурные и объемные функции, не зависящие ни от свойств вещества, ни от интервала изменения параметров. В работе Ромбуша (1956), и особенно в исследовании В. И. Кудашева (1964), удалось расширить расчетные интервалы изменения параметров. Но метод Ромбуша дает су-

ущественные погрешности, а разработанный В. И. Кудашевым метод составления уравнения состояния на основании $p-v-t$ данных в состояниях насыщения справедлив только до температур порядка $\tau = \frac{T}{T_k} = 1,5-1,7$.

Целью настоящего исследования явилась разработка методики определения термических свойств газов в широком интервале плотностей и до температур порядка $\tau \cong 3$, который основывается на ограниченных экспериментальных данных в однофазной области. Для многих веществ такие данные уже получены, а для других веществ их можно получить на весьма простых установках, так как требуются только измерения на околокритических изотермах при температурах в большинстве случаев не превышающих 200°C .

За счет некоторого уменьшения точности оказалось возможным предложить упрощенный метод определения $p-v-t$ данных, который требует лишь знания критических параметров и данных на кривой упругости.

Разработанный метод определения термических свойств был использован для получения сеток опорных значений сжимаемости шестифтористой серы и ацетилена, т. е. таких технически важных и интересующих многие отрасли хозяйства веществ, физико-химические свойства которых (взаимодействие с металлом, взрываемость) не позволили получить надежных опытных данных в необходимых интервалах изменения параметров.

Одновременно с проведением теоретических исследований была разработана методика и создана экспериментальная установка по определению сжимаемости газов с применением безбалластного пьезометра постоянного объема, которая была использована для получения надежных $p-v-t$ данных по шестифтористой сере в широкой области изменения параметров. Опыты проводились в диапазоне температур $25^\circ-230^\circ\text{C}$, где, как показали специальные исследования, можно не опасаться взаимодействия шестифтористой серы с материалом пьезометра.

Новые экспериментальные данные не только позволили проверить надежность опорных сжимаемостей SF_6 , полученных предложенным в работе методом, но имеют самостоятельную ценность.

В реферируемой работе составлены уравнения состояния для шестифтористой серы и ацетилена и рассчитаны их термодинамические свойства.

Диссертация состоит из пяти глав и приложения, в котором приведены таблицы термодинамических свойств шестифтористой серы и ацетилена, а также диаграммы состояния.

1. Метод определения термических свойств газов с помощью ε -величины

1. Весьма удобным при исследовании термодинамической поверхности вещества является использование предложенной в 1959 г. величины ε , которая представляет собой тангенс угла наклона секущей к изохоре в координатах $\sigma-\omega$, проходящей через точки с фиксированной τ_1 и рассматриваемой температурой τ :

$$\varepsilon = \frac{\sigma - \sigma_1}{\tau - \tau_1}, \quad (1)$$

где σ и σ_1 — безразмерные комплексы, равные $\frac{Pv}{RT_k}$ при температурах τ и τ_1 на данной изохоре $\omega = \frac{\rho}{\rho_k}$.

Картина поведения как изохорных, так и изотермических сечений поверхности состояния в координатах $\varepsilon-\omega-\tau$ хорошо изучена по данным исследованных веществ и установлены общие закономерности.

Так, ε -изотермы, соответствующие $\tau = 1 \div 1,4$, образуют в районе $\omega = 1$ узел. Плотность, отвечающая узлу, рекомендуется некоторыми исследователями принимать в качестве критической. Величина ε позволяет рассчитать термические величины, если известно значение σ_1 , и задача сводится к определению этих величин во всем необходимом интервале изменения параметров.

Для установления зависимости, которая позволит определить ε — величины, использовано уравнение состояния в форме, предложенной Я. З. Казавчинским:

$$\sigma = \alpha_0 + \alpha_1\tau + \beta\psi + \gamma\varphi + \dots, \quad (2)$$

в котором функции α_0 , α_1 , β , γ зависят только от приведенной плотности, а ψ и φ — от приведенной температуры и носят наименование элементарных. Во многих случаях можно использовать уравнение состояния с одним членом в криволинейной части:

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

В настоящем выводе форма (3) применена только для простоты изложения.

В качестве температурной функции ψ можно использовать значение второго вириального коэффициента $B(\tau)$ в безразмерном виде: $B(\tau) = B(T) \frac{T}{T_k} \rho_k$. В этом случае уравнение (3) может быть преобразовано к виду:

$$\sigma = \bar{\alpha}_0 + \bar{\alpha}_1 \tau + \bar{\beta} V(\tau), \quad (4)$$

где $\bar{\alpha}_0$, $\bar{\alpha}_1$ и $\bar{\beta}$ — новые элементарные функции, представляющие собой некоторую комбинацию старых. В дальнейшем черточки для удобства записи ставиться не будут.

Величина ε определится выражением:

$$\varepsilon = \alpha_1 + \beta \frac{\bar{V}(\tau) - \bar{V}(\tau_1)}{\tau - \tau_1}, \quad (5)$$

в котором $\bar{V}(\tau_1)$ — значение второго вириального коэффициента при фиксированной температуре.

Для потенциала Леннард-Джонса (6—12) второй вириальный коэффициент может быть вычислен с помощью выражения

$$V(T) = b_0 V^*(T^*),$$

в котором $V^*(T^*)$ — приведенный второй вириальный коэффициент, а $b_0 = \frac{4}{3} \pi N \sigma^3$ и $T^* = \frac{kT}{u_0}$.

Между силовыми постоянными и критическими температурой и объемом существует зависимость $u_0/k = aT_k$ и $b_0 = mV_k$, причем для многих веществ величина «а» колеблется около значения 0,77.

Тогда для приведенных температур можно найти зависимость:

$$\tau = \frac{T}{T_k} \approx 0,77T^* \quad (7)$$

Из (7) видно, что для любого газа при одинаковых τ будут одинаковы и T^* и $V^*(T^*)$, а также величины из них составленные.

Если учесть связь между вторыми вириальными коэффициентами $V(\tau)$ и $V(T)$, а также (5) и зависимость между критическими параметрами и силовыми постоянными, то можно получить:

$$\varepsilon = \alpha_1 + \beta^* F(T^*), \quad (8)$$

где $\beta^* = m\beta$ — новая объемная функция, а $F(T^*) = \frac{T^* V^*(T^*) - T_1^* V^*(T_1^*)}{T^* - T_1^*}$ температурная функция, имеющая одинаковые значения для веществ при одинаковых τ .

Рассмотрим значение величины ε для двух веществ. Для первого вещества воспользуемся выражением (8), а для вто-

рого вещества это же выражение (8) запишем с черточками над объемными функциями.

Тогда связь между величинами ε двух веществ может быть записана так:

$$\varepsilon = \alpha_1 + \frac{\beta^*}{\beta^*} \cdot \bar{\alpha}_1 + \frac{\beta^*}{\beta^*} \varepsilon \quad (9)$$

Из (9) видно, что температурный ход величины ε определяется только температурной зависимостью для величины ε , так как остальные члены являются объемными функциями или их комбинацией. Зависимость (9) должна оставаться справедливой при любой температуре для интервала плотностей, в котором получены объемные функции.

Таким образом, приняв значения ε за базисные при температуре, для которой имеются данные по исследуемому веществу, можно выделить зависимость (9), которая затем позволит определить значение ε при любой другой температуре, если имеются значения $\bar{\varepsilon}$ для базисного вещества в необходимом интервале изменения параметров.

По экспериментальным данным многих веществ, в том числе азоту, кислороду, аргону, водяному пару, фреону-44 и некоторым углеводородам, были выделены зависимости (9) при базисном веществе — двуокиси углерода, которые представляют собой S-образные линии незначительной кривизны.

Необходимость удовлетворения критической точке и критическим условиям делает более удобным выбор критической изотермы в качестве фиксированной, что и выполнялось при всех построениях. Термическая величина σ в этом случае рассчитывается по выражению:

$$\sigma_{\text{расч}} = \sigma_k + \varepsilon (\tau - 1), \quad (10)$$

в котором величина σ_k является значением комплекса σ на критической изотерме, а величина ε может быть получена по зависимости (9).

Таким образом, для определения величины σ исследуемого вещества необходимо иметь опытные данные на нескольких околочитических изотермах, которые позволяют выделить значения σ_k на критической изотерме и установить относительную ε — зависимость при выбранном базисном веществе.

Графическая обработка опытных данных позволяет получить величину ε при сопоставимых состояниях (одинаковые ω и τ) для исследуемого и базисного вещества и дает возможность получить σ_k на критической изотерме.

Проведенное сопоставление рассчитанных и опытных величин σ показало, что предлагаемый метод определения терми-

ческой величины имеет погрешность не более $\pm 1\%$ в следующих интервалах изменения параметров: азот и кислород — $\tau = 1-2$ при $\omega = 0-2$, углеводороды — $\tau = 1-2,5$ при $\omega = 0-1,7$, одноатомные газы — $\tau = 1-3$ при $\omega = 0-1,5$, фреон-44 — τ до 1,8 при $\omega = 0-1,8$. Увеличение интервала температур при расчетах приводит к увеличению погрешности до $\pm 2\%$ только при плотностях ω более 1,5.

Отклонение опытных значений от аналитической зависимости связано с рядом допущений, принятых при ее выводе (потенциал Леннарда-Джонса (6—12), что особенно сказывается при $\tau < 1$; уравнение состояния с одним членом в криволинейной части и др.).

Итогом расчетов является составление сетки опорных σ - ω - τ — величин, которая получается достаточно увязанной по всем сечениям, так как величины определяются с помощью одного относительного графика, в который трансформируется вся термодинамическая поверхность. Необходимо только некоторое согласование полученных величин с данными в состоянии насыщения для выделения надежных значений при τ менее 0,95. Можно также отметить, что метод позволяет получить ортогональную сетку опорных термических величин, что удобно при аналитическом описании ее с помощью уравнения состояния.

2. Характер относительной зависимости (9) позволяет предложить упрощенный метод определения термических величин.

Как видно из выражения (10), расчетная величина σ состоит из двух частей σ_k и $\varepsilon(\tau-1)$, причем последняя в довольно широком интервале изменения параметров составляет меньшую долю искомой величины.

Некоторые исследования, и в первую очередь В. И. Кудашева (1964), позволяют с погрешностью экспериментов рассчитать значение величины σ на критической изотерме при $\omega = 0-1,2$, если известны критические параметры вещества.

Относительным методом можно получить значения и при плотностях до $\omega = 1,5$ с несколько большей погрешностью, достигающей до 1%. При этом удовлетворяются также такие индивидуальные особенности поведения вещества, как критическое число, критические условия, значения второго вириального коэффициента при критической температуре.

Величина ε носит более общий характер и для ее выделения можно также воспользоваться относительным построением по данным для базисного вещества.

Зависимость (9) в интервале плотностей $\omega = 0-1,5$ весьма близка к прямой, что позволяет принять в первом приближе-

нии наличие пропорциональности между величинами ε двух веществ.

Таким образом, величина ε может быть получена по выражению

$$\varepsilon = 1 + n(\bar{\varepsilon} - 1) \quad (11)$$

(заметим, что отличие « n » от единицы указывает на отсутствие термодинамического подобия между рассматриваемыми веществами).

Следует отметить, что корректировке подвергается только избыток величины ε над единицей, и это позволяет с приемлемой точностью охватить значительный интервал плотностей.

Для получения коэффициента n необходимо располагать хотя бы одним соответственным значением величины ε исследуемого и базисного веществ. В этом случае удобно воспользоваться известным правилом Планка-Гиббса, которое позволит определить необходимый коэффициент n и одновременно удовлетворить еще одному свойству термодинамической поверхности, связанному с равенством производных от кривой упругости и критической изохоры в критической точке:

$$k \left(\frac{d\pi_s}{d\tau} \right) = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} \right)_{\tau=1}^{\omega=1}, \quad (12)$$

где k — критическое число, $\left(\frac{d\pi_s}{d\tau} \right)_k$ — производная на кривой упругости в критической точке в координатах $\pi = P/P_k$ и τ , а $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} \right)_{\tau=1}^{\omega=1}$ определяется наклоном касательной к критической изохоре в критической точке.

С достаточной точностью для большинства расчетов можно считать, что критическая изохора в интервале температур $\tau = 1-1,4$ имеет прямолинейный участок, в связи с чем ε в указанном температурном интервале является постоянной величиной, равной

$$\varepsilon_{\tau=1-1,4}^{\omega=1} = k \left(\frac{d\pi_s}{d\tau} \right)_k \quad (13)$$

Для определения производной $\left(\frac{d\pi}{d\tau} \right)_k$ необходимо располагать ограниченными данными на кривой упругости в околокритическом районе или аналитической зависимостью для кривой упругости. Эти требования наряду со знанием критических параметров вещества являются достаточными для применения

упрощенного метода расчета термических величин в однофазной области.

Заметим, что известна обобщенная зависимость производной $\left(\frac{d\pi_s}{dt}\right)_k$ от давления на кривой упругости при фиксированной температуре, которую можно использовать при отсутствии опытных величин в околокритическом участке.

Необходимая расчетная величина ε исследованного вещества может быть определена по данным для базисного вещества:

$$\varepsilon = 1 + \frac{k\left(\frac{d\pi_s}{d\tau}\right)_k - 1}{\bar{k}\left(\frac{d\pi_s}{d\tau}\right)_k - 1}(\bar{\varepsilon} - 1), \quad (14)$$

в котором соответствующие величины для базисного вещества записаны с черточкой.

Таким образом, упрощенный метод определения термической величины требует:

а) определения значений σ_k на критической изотерме согласно исследованию В. И. Кудашева (1964);

б) расчета величины ε по выражению (13) при соответствующем выделении производных $\left(\frac{d\pi}{d\tau}\right)_k$ для исследуемого и базисного веществ;

в) составления таблицы опорных σ - ω - τ — величин с помощью уравнения (10).

Этот метод проверялся на тех же веществах, что и зависимость (9). Сопоставление с опытными данными показало, что в интервале приведенных плотностей $\omega=0-1,7$ погрешность расчетных величин не превышает $\pm 1-1,5\%$ вплоть до температуры $\tau=2$. При докритических плотностях такая же точность достигается в более широком интервале температур ($\tau=2,5-3$).

2. Термодинамические свойства шестифтористой серы

Поиски новых рабочих тел, в первую очередь низкокипящих, обусловили интерес к шестифтористой сере. Дальнейшие исследования требуют надежного определения термодинамических свойств SF_6 в широком интервале изменения параметров.

Экспериментальные исследования, выполненные Мак-Кормаком и Шнейдером (1951), Роулинсоном и сотрудниками (1955), Отто и Томасом (1950), а также во ВНИИ (1961), позволили получить только термические данные для шестифтористой серы в узких интервалах изменения параметров, а также на кривой насыщения. Среди расчетных работ можно отметить только диаграммы термодинамических SF_6 , составлен-

ные с помощью закона соответственных состояний по данным для двуокиси углерода О. Д. Лагуткиным и Г. П. Верхивкером (1958).

Эти диаграммы, как показало сопоставление с опытными величинами, имеют значительные погрешности при плотностях более $\omega=0,3$.

Анализ данных по давлению насыщенных паров шестифтористой серы с привлечением координат $\lg p$, $100/T$ позволил отобрать опорные величины и уточнить значение критического давления.

Эти величины описаны со средней погрешностью $\pm 0,3\%$ уравнением:

$$\lg P(\text{бар}) = 4,43538 - 8,47739 \frac{1}{\theta} - 3,72000 \frac{1}{\theta^2} + 5,33334 \frac{1}{\theta^3}, \quad (14)$$

в котором $\theta=T/100$.

Уравнение (14) охватывает интервал от критической до тройной точки, причем удовлетворяет экспериментальным значениям давления в тройной точке по данным Р. Планка (1955).

С целью отбора надежных величин по плотностям шестифтористой серы в состоянии насыщения были использованы методы обработки, рекомендованные Я. З. Казавчинским и В. И. Кудашевым (1964), в том числе относительный. Добиться согласования данных в однофазной области с величинами в области насыщения, полученными во ВНИХИ, а также плавных относительных зависимостей для комплексов $\sqrt{\rho' \cdot \rho''}$ и $0,5(\rho' + \rho'')$ не удалось. Поэтому в качестве опорных величин в состоянии насыщения при температурах выше 0°C приняты данные Роулинсона (1955) и Отто (1960), при отрицательных температурах — величины, выделенные относительным способом.

Одновременно производилось уточнение критического давления и критической плотности, принимая значение критической температуры для шестифтористой серы, определенное Шнайдером (1951) и хорошо согласующееся с данными других исследователей.

Значение критической плотности выбрано по узлу ε -изотерм и увязано с относительным построением вышеотмеченных комплексов по данным для двуокиси углерода.

В расчетах приняты следующие критические параметры для шестифтористой серы: $T_k = 318,70^\circ\text{K}$, $p_k = 37,48$ бар, $\rho_k = 0,697$ кг/дм³.

В однофазной области известна сжимаемость шестифтори-

стой серы на шести изотермах от 34 до 131°C при давлениях не выше 110 бар по измерениям Роулинсона (1955) и на восьми изохорах при плотностях более 0,943 кг/дм³ и температурах не выше 70°C по измерениям Отто (1960).

Кроме того, в исследованиях Мак-Кормака и Шнайдера (1951) получены вириальные коэффициенты уравнения состояния для шестифтористой серы, охватывающего узкую область изменения параметров (0—250°C при давлениях до 50 атм), а в исследованиях Хеймана и сотрудников (1955) — значения второго вириального коэффициента в интервале от 20 до 175°C.

Ограниченность термических данных не позволяет составить уравнение состояния для шестифтористой серы обычным методом, но допускает применение разработанного в настоящем исследовании метода для составления сетки опорных σ - ω - τ — величин в широком интервале изменения параметров.

Экспериментальные данные по сжимаемости охватывают околокритические изотермы в интервале плотностей $\omega = 0 \div 2,0$

Это дало возможность выделить значения на критической изотерме и построить относительную зависимость (9) для SF₆ по данным для широкоисследованной двуокиси углерода.

Были рассчитаны значения σ в интервале плотностей $\omega = 0 \div 2,0$ при температурах $\tau = 1$ до 3, которые вместе с данными при температурах менее $\tau = 1$ и в состоянии насыщения, выделенными графическим согласованием, составили сетку опорных термических величин. Сопоставление с опытными данными показало, что полученные таким образом опорные величины не отклоняются более, чем на $\pm 0,5\%$ во всем исследованном интервале изменения параметров, включая и состояние насыщения.

Так как сетка опорных термических величин охватывает и изохоры, которые имеют кривизну разных знаков, для ее описания применено уравнение состояния, выраженное через элементарные функции с двумя членами в криволинейной части:

$$\sigma = \alpha_0 + \alpha_1 \tau + \beta \psi + \gamma \psi^2 \quad (16)$$

В целях обоснованной экстраполяции уравнения состояния за пределы составленной сетки опорных величин для выбора температурной функции использованы значения второго вириального коэффициента, рассчитанного с помощью потенциала Леннарда-Джонса (6—12).

Силовые постоянные принятого потенциала взаимодействия $u_0/k = 221^\circ$ и $b_0 = 164$ см³/моль были получены на основе сетки опорных термических величин. Удовлетворительное аналитическое описание принятых значений второго вириального

коэффициента до температуры 2000°K было получено с помощью температурной функции

$$\psi = \frac{1}{\tau} - \frac{0,2574}{\tau^5} \quad (16)$$

Объемные функции уравнения состояния выделялись путем совместного решения четырех базовых изотерм (в том числе критической) и представленных следующими полиномами от приведенной плотности:

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= -1,046030\omega - 4,730308\omega^2 + 30,412112\omega^3 - \\ &- 82,149155\omega^4 + 109,913712\omega^5 - 75,275912\omega^6 + \\ &+ 25,355730\omega^7 - 3,349665\omega^8, \\ \alpha_1 &= 1 + 0,532770\omega + 1,371984\omega^2 - 7,948389\omega^3 + \\ &+ 21,730419\omega^4 - 29,394023\omega^5 + 20,499047\omega^6 - \\ &- 7,051157\omega^7 + 0,952502\omega^8, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \beta &= -0,500000\omega + 6,079446\omega^2 - 37,599643\omega^3 + \\ &+ 101,243575\omega^4 - 136,026262\omega^5 + 93,388383\omega^6 - \\ &- 31,473770\omega^7 + 4,153333\omega^8 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma &= -2,366794\omega^2 + 15,451280\omega^3 - 42,041339\omega^4 + \\ &+ 57,314726\omega^5 - 39,904095\omega^6 + 13,611157\omega^7 - 1,813813\omega^8. \end{aligned}$$

Уравнение состояния для шестифтористой серы в форме (15) при элементарных функциях, задаваемых выражениями (16) и (17), охватывает интервал плотностей $\omega=0-2,0$ и описывает опорную таблицу, включая данные в состоянии насыщения, с погрешностью не более $\pm 0,5\%$. (Это отвечает точности наиболее надежных экспериментальных данных в указанной области).

Полученное уравнение состояния было использовано для расчета термодинамических свойств (v, i, s) SF_6 от кривой насыщения до 1000°С и 500 бар. Диссоциация шестифтористой серы не учитывалась. Однако выделение температурной функции позволяет использовать уравнение состояния и при более высоких температурах, что необходимо при расчете свойств диссоциированного газа.

Термодинамические свойства шестифтористой серы в идеальном газе состоянии рассчитывались с помощью составленного уравнения для s_{p_0} в интервале от 200 до 1500°K, в котором использовались новейшие данные Морси (1964).

Расчетные значения термодинамических величин были применены при построении диаграммы состояния $i\text{-lg } p$ для шестифтористой серы.

Согласование полученных калорических величин SF_6 на изотерме $50^\circ C$ при давлениях до 30 атм. с расчетными данными И. И. Перельштейна (1961) можно считать удовлетворительным.

3. Экспериментальное исследование сжимаемости шестифтористой серы и проверка разработанного расчетного метода

Для исследования сжимаемости газов, в том числе диссоциирующих, агрессивных или низкокипящих, подобным шестифтористой сере, а также газовых смесей, при температурах до $600^\circ C$ и давлениях до 600 бар была разработана и осуществлена экспериментальная установка с безбалластным пьезометром постоянного объема. Основным отличием использованного пьезометра от аналогичных известных конструкций явилось применение мембраны из нержавеющей стали, непосредственно приваренной к заглушке газовой полости пьезометра, и электрического микрометра, расположенного вне термостата и механически связанного с мембраной. Устранение из установки ртути позволило проводить исследование до требуемых высоких температур, допуская, в принципе, исследование и при отрицательных температурах.

Сущность метода заключается в следующем. Известное количество исследуемого газа, заключенного в пьезометре при необходимой температуре, занимает тарированный объем, для чего мембрана с помощью измеряемого противодействия удерживается в положении, при котором производилась тарировка. В опыте определяется зависимость $p-t$ и по известному количеству газа рассчитывается плотность вещества при всех измеренных значениях температуры и давления.

При исследовании сжимаемости шестифтористой серы были использованы два пьезометра одинаковой конструкции, объемы которых 115,87 и 112,98 $см^3$ были определены многократной тарировкой по воде при «нулевом» положении мембраны как до, так и после опытов. Пьезометры выполнены из нержавеющей стали IX18H9T и представляют собой толстостенные цилиндры, обеспечивающие работу в области упругих деформаций. В верхней части пьезометра расположено впускное отверстие, которое закрывается иглой на все время проведения опыта. Газовая полость пьезометра заключена в термостат, состоящий из напрессованного на пьезометр красномедного блока с крышками, на котором намотаны один основной и два концевых нагревателя.

Необходимая температура термостата и ее поддержание достигается с помощью фототиратронного регулятора, выпол-

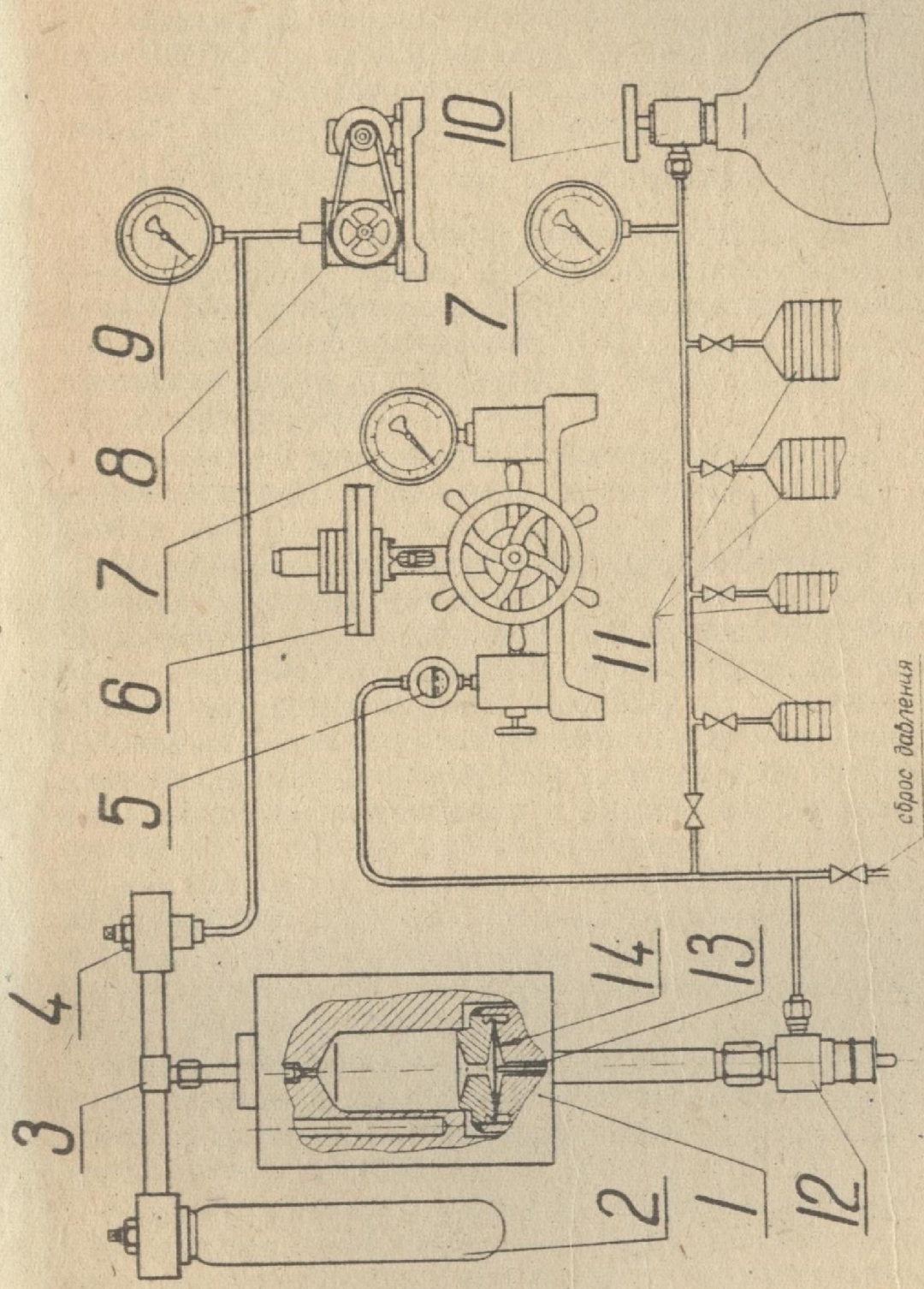


Рис. 1. Принципиальная схема установки для определения сжимаемости газов.
 1-пъезометр, 2-дозатор, 3-тройник, 4-вентиль для вакуумирования, 5-смотровое окно, 6-грузо-
 поршневой манометр, 7-пружинный манометр, 8-вакуумнасос, 9-вакуумметр, 10-баллон с азотом,
 11-термокомпрессор, 12-индуктивный микрометр, 13-стержень, 14-мембрана дифманометра.

ненного по схеме, близкой к опубликованной В. Е. Люстерником (1959).

Для контроля распределения температуры по высоте пьезометра использованы три хромель-капельевых термопары, а для ее измерения — образцовый термометр сопротивления, устанавливаемый в специальном сверлении в пьезометре.

Образцовый термометр сопротивления, изготовленный во ВНИИФТРИ и калиброванный во ВНИИКСМИПе, признан годным по I разряду и имеет следующие коэффициенты уравнения для расчета температуры в интервале 0—600°C:

$$R_0 = 9,9977 \text{ абс. ом, } \alpha = 0,003925 \text{ и } \beta = 1,496$$

Для определения сопротивления термометра применена компенсационная схема, в которой использованы потенциометр Р-306, гальванометр М17/2 и термостатированная образцовая катушка сопротивления Р-321 на 10 ом. Погрешность в измерении температуры составила 0,006—0,06°C для температур от 50 до 400°C.

Давление в измерительной системе измерялось с помощью грузопоршневых образцовых манометров МП-600 и МП-60 класса 0,05.

Использованная конструкция дифманометра и способ измерения перемещения мембраны с помощью индуктивного дифференциального датчика позволили регистрировать отклонение мембраны от положения, принятого за «нулевое», с погрешностью, соответствующей колебанию давления не более 0,02 бар или ошибке в фиксированном объеме в 0,001 см³. Применение одинакового материала для выносной трубки и стержня, соединяющего мембрану с якорем микрометра, а также фиксируемый момент отрыва мембраны от стержня, позволили, как показали специальные опыты, избежать погрешностей из-за наличия градиента температуры вдоль стержня и от колебания электрических величин в измерительной схеме. Суммарная погрешность измерения давления в наихудшем случае при 20 бар не превысила 0,15%.

Количество вещества в пьезометре определяется взвешиванием специальных дозаторов, изготовленных из алюминиевого сплава или стекла, причем первые позволяют работать с газом при давлении до 150 бар.

Дозатор позволяет применить аналитические весы АДВ-200 и довести вес одной пробы, например для SF₆, до 120 г. Выпуск газа из дозатора в пьезометр с последующим взвешиванием, а затем в соединительную магистраль при закрытой игле пьезометра, дает возможность определить количество вещества с поправкой на потери в соединительных каналах. Относи-

тельная ошибка в определении количества вещества в пьезометре с учетом точности весов и трехкратного взвешивания не превышает 0,015%.

Необходимые поправки на изменение объема пьезометра с ростом температуры и давления определялись расчетным путем с погрешностью не более 0,03%.

Максимальная относительная ошибка в определении удельного объема газа без учета погрешностей в измерениях температуры и давления лежит в пределах 0,05%.

Работоспособность установки, а также действительные погрешности с учетом ошибок отнесения определялись в контрольных опытах с двуокисью углерода. Были измерены зависимости $p-t$ при двух наполнениях каждого пьезометра в интервале температур от 50 до 300°C. Сопоставление полученных величин с надежными данными Михельса и сотрудников (1935) и М. П. Вукаловича и В. В. Алтунина (1959) показало, что во всем интервале, кроме околокритического района и низких давлений, погрешности с учетом ошибок отнесения не превысили $\pm 0,3\%$. В остальном узком интервале изменения параметров погрешности лежат в пределах $\pm 0,5\%$.

Шестифтористая сера, синтезированная на одном из химических заводов, была очищена от примесей по методике, описанной И. И. Перельштейном (1961).

Противоречивые сведения о термостойкости шестифтористой серы потребовали проведения опытов по установлению температурных границ взаимодействия SF_6 с материалами. Это позволило определить интервал экспериментального исследования сжимаемости и выяснить область справедливости величин, полученных с помощью предлагаемого уравнения состояния для шестифтористой серы. Была собрана простая установка, которая допускала измерение давления и температуры в испытательном сосуде, изготовленном из молибденового стекла. Разложение и взаимодействие шестифтористой серы определялись по цвету стекла испытательного сосуда или полированных образцов из исследуемого материала. Опыты позволили установить, что взаимодействие шестифтористой серы при давлениях до 3 бар с нержавеющей сталью обнаруживается при температурах более 230°C, с углеродистой сталью — при 220—250°C. Молибденовое стекло и керамическая трубка допускает нагрев без разложения SF_6 до 400°C и более.

На выполненной установке проведено измерение зависимости $p-t$ для шестифтористой серы при 14 наполнениях пьезометра от 25 до 230°C при давлениях от 20 до 300 бар. Всего получено 14 точек на кривой упругости и 148 новых значений

плотности в однофазной области. Полученные экспериментальные величины приведены в таблицах 1 и 2.

Сопоставление данных на кривой упругости с надежными опытными данными позволило убедиться в достаточной чистоте использованной шестифтористой серы. После получения четырех зависимостей $p-t$ на пьезометре объемом $115,85 \text{ см}^3$ он был прокалиброван и вскрыт, проверено состояние внутренней поверхности мембраны. Так как видимых изменений обнаружить не удалось, можно сделать вывод о том, что отсутствует взаимодействие шестифтористой серы с материалом и при высоких давлениях.

Сравнение полученных экспериментальных значений с опытными данными Роулинсона (1951) и Отто (1960) показало, что при температурах выше 75°C расхождения не превышают $\pm 0,3\%$, а при более низких температурах, в основном, лежат в пределах $\pm 0,5\%$.

Новые опытные данные позволили провести проверку принятых опорных термических величин в более широком интервале изменения параметров, а также установить надежность рассчитанных по уравнению величин.

Так как опорные термические величины получены с помощью разработанного метода расчета, сопоставления позволяют оценить справедливость и самого метода.

Для удобства рассчитывались отклонения опытных, а также принятых опорных значений плотности от расчетных, получаемых по уравнению, на всех изотермах, для которых имеются опытные или опорные данные. Это потребовало снятия величин плотности шестифтористой серы при необходимых температурах со сглаженных зависимостей $p-t$ (квазиизохор).

Расхождение между опытными и опорными величинами не превышает $\pm 0,5\%$ при всех температурах, кроме изотермы $49,86^\circ\text{C}$, для которой в околоскритическом районе расхождение доходит до $\pm 0,75\%$.

Это сопоставление подтверждает отмеченную ранее погрешность ($\pm 1\%$) разработанного метода расчета термических величин по ограниченному данным в однофазной области и указывает на его достаточную надежность.

4. Термодинамические свойства ацетилена

Анализ термодинамических данных такого технически важного вещества, как ацетилен, показал, что в большинстве случаев, кроме узкого интервала параметров в состоянии насыщения и в однофазной области, они определены весьма приближенно.

Экспериментальное исследование сжимаемости ацетилена

✓ О.В. 1211

затруднено некоторыми свойствами вещества, в первую очередь взрываемостью.

Многочисленные исследования проведены по определению давления насыщения ацетилена. Среди них особой тщательностью отличается работа Эмброзе и сотрудников (1960), в которой получены значения на кривой упругости, включая тройную и критическую точки. Причем они получили критические температуры и давления, значительно отличающиеся от принятых в большинстве исследований. Эти данные, принятые в качестве опорных, были нами отражены уравнением:

$$\lg P(\text{бар}) = 5,49603 - 15,50373 \frac{10^2}{T} + 17,01250 \frac{10^4}{T^2} - 13,7500 \frac{10^6}{T^4}, \quad (18)$$

которое дает совпадение с большинством известных данных, в том числе и с данными НБС США, с погрешностью менее $\pm 0,3\%$.

В исследованиях Матиаса (1911) получены данные по ортобарическим плотностям ацетилена в интервале температур от -20°C до критической. Кроме того, известно исследование Холлемана и Хасельмана (1964) по экспериментальному определению плотностей жидкой фазы ацетилена в состоянии насыщения в интервале от -5 до -55°C . Они же рассчитали значение удельных объемов газообразного ацетилена. Необходимо отметить также таблицы плотностей ацетилена в состоянии насыщения, полученные НБС США (1928) и Кордезом (1935).

Большой разброс данных по ортобарическим плотностям и полное отсутствие экспериментальных значений для газообразного ацетилена при температурах менее -20°C потребовало применения надежного способа обработки и восполнения данных. Для этой цели были использованы методы, ранее описанные при обработке данных для шестифтористой серы. Кроме того, для уточнения критической плотности ацетилена и увязки данных в околочитическом районе наряду с относительным построением комплексов $\sqrt{\rho' \cdot \rho''}$ и $0,5(\rho' + \rho'')$ по данным для азота проводились построения этих же комплексов и суммы ортобарических объемов от температуры.

Обработка данных в состоянии насыщения позволяет считать надежными следующие критические параметры для ацетилена:

$T_K = 308,3^\circ\text{K}$, $p_K = 61,4$ бар, $\rho_K = 0,2175$ кг/дм³, которые дают критическое число $k = 0,2866$.

В качестве опорных величин в состоянии насыщения были с помощью относительного метода отобраны опытные данные Матиаса (1911), данные по ρ' , полученные Холлеманом и Хасельманом (1964), а также расчетные данные НБС США и Кордеза (1935) при температурах менее -30°C , которые хорошо увязываются с скорректированными данными Шафера (1935) по второму вириальному коэффициенту для ацетилена при низких температурах.

Экспериментальные исследования сжимаемости ацетилена ограничиваются, в основном, работой Холлемана и Хасельмана (1960), выполненной в интервале температур от 0 до 50°C при давлениях не выше 25 бар, за мерами Самешимы (1938) на изотермах 0 и 25°C при давлениях не более 12 бар и обширным исследованием Киямы (1951), известным в виде таблиц и диаграмм, которые получены Тераниши (1955). Необходимо также отметить данные по второму вириальному коэффициенту для ацетилена при отрицательных температурах, полученные Шафером (1935), которые требуют значительной корректировки для увязки с аналогичными величинами, приведенными в исследовании Баттомли и сотрудников (1960) в интервале от 0 до 40°C .

В справочной литературе приводятся ориентировочные таблицы термодинамических свойств ацетилена, полученные Функом (1955), точность которых оценивается им самим в $\pm 0,5\%$, и Дином (1955), который не смог оценить точности своих таблиц.

Анализ экспериментальных данных по сжимаемости ацетилена показал, что надежными могут считаться только данные Холлемана и Хасельмана (1960), а также Самешимы (1928). Данные Киямы—Тераниши (1955) имеют значительные погрешности, которые приводят даже к качественному отличию термодинамической поверхности ацетилена от поверхностей состояния многих исследованных веществ, в том числе углеводородов. Так, изотермы в координатах σ - ω имеют выпуклость при $\omega = 0,1$ — $0,3$; завышены приведенные плотности точек Бойля на $\omega = 0,4$ — $0,3$; не выполняется правило Планка—Гиббса; изохоры $\omega = 0,4$ — $0,5$ почти прямые; отсутствует увязка по второму вириальному коэффициенту с данными Баттомли и сотрудников (1960); температура Бойля лежит в пределах 800 — 900°C ; имеется расхождение с данными Холлемана (1960) при давлениях до 25 атм, достигающее до 2%.

Если учесть, что исследовался ацетилен низкой чистоты и в установке использовались всего два пружинных манометра на 100 и 300 кг/см^2 во всем интервале исследования, включая момент заполнения при определении веса пробы по уравнению

состояния идеального газа, то данные Киямы—Тераниши, охватывающие интервалы от -8 до 250°C и при давлениях $11-145$ атм, должны иметь погрешности не менее $5-10\%$, что не позволяет использовать их при расчетах.

Надежные данные Холлемана (1961) весьма ограничены и не дают возможности применить предлагаемый нами метод расчета термических величин.

Так как известные таблицы термодинамических свойств ацетилена имеют большие погрешности, считаем рациональным применить упрощенный метод составления сетки опорных термических величин, который позволит получить уравнение состояния и заметно повысить точность при оценке термодинамических свойств.

Некоторое повышение точности при расчетах могло бы дать применение в качестве базисного вещества с близкими свойствами, например этилена или этана. Однако и этилен, и этан исследованы в узком интервале изменения параметров. Среди хорошо исследованных веществ наиболее близким к ацетилену можно считать азот, к тому же для него составлено А. А. Васерманом (1964) надежное уравнение состояния.

Критическая изотерма ацетилена была рассчитана с помощью метода, рекомендованного В. И. Кудашевым (1964) при опытном значении второго вириального коэффициента по данным Баттомли и сотрудников (1960), а также относительного построения по данным для азота. Полученные таким образом опорные величины σ_k в интервале $\omega = 0-2,0$ описаны с погрешностью не более $\pm 0,4\%$ полиномом восьмой степени от плотности, который затем применялся при составлении сетки опорных $\sigma-\omega-\tau$ — данных и уравнения состояния.

Проверка упрощенного метода расчета термических величин по опытными данным для этилена и этана при базисном веществе — азоте показала, что погрешности незначительно превышают $\pm 1\%$ во всем исследованном интервале температур при плотностях не более $\omega = 1,6$. Это позволяет ожидать и при расчетах по ацетилену точность, близкую к указанной.

Необходимый для расчетов по уравнению (11) коэффициент $n = 1,158$ был определен с помощью уравнения кривой упругости ацетилена и по значению величины ε в узле изотерм, получаемому по уравнению состояния для азота. Сетка опорных термических величин включает рассчитанные значения σ в интервале $\tau = 1-1,8$ при $\omega = 0-1,6$ и данные в состоянии насыщения, а также при температурах менее критических, полученных графической увязкой рассчитанных величин σ с надежными данными в состоянии насыщения.

Сетка опорных величин охватывает изохоры только с одинаковым знаком кривизны, что для ацетилена ограничено дав-

лением не выше 300 бар, и для описания ее достаточно применить уравнение состояния, выраженное через элементарные функции с одним членом в криволинейной части (3).

Температурная функция определялась по опытным данным для второго вириального коэффициента, а также по его значению, полученному с помощью принятой сетки опорных σ - ω - τ — данных.

Принятые опорные значения для второго вириального коэффициента позволяют оценить температуру Бойля в 687°C, что не противоречит известным обобщенным зависимостям, и согласовать с теоретическими значениями, определенными по потенциалу Леннарда-Джонса (6—12) при $b_0 = 100 \text{ см}^3/\text{моль}$ и $u_0/k = 204,2^\circ\text{K}$.

Выделенные нами величины силовых постоянных для ацетилена достаточно близки к значениям, которые были получены как по вязкости, так и по другим свойствам (поляризуемость, парахор, нормальная плотность жидкости).

Функция $\psi = \frac{1}{\tau^3}$, которую использовали при описании термических свойств нескольких углеводородных газов, дает возможность удовлетворительно отразить значения второго вириального коэффициента от 200 до 2000°K.

Объемные функции α и β были выделены путем графической линеаризации опорных значений σ в однофазной области и обработки с целью получения плавных зависимостей от плотности. При $\omega = 1,6—2,0$ удовлетворялись только данные в состоянии насыщения.

Уравнение состояния для ацетилена в форме (3) при температурной функции $\psi = \frac{1}{\tau^3}$ имеет объемные функции α_0 , α_1 и β в виде полиномов от приведенной плотности ω , коэффициенты которых даны таблицей 3.

Таблица 3

Степени ω	a_1 /для α_0 /	b_1 /для α_1 /	c_1 /для β /
0	0	1,0	0
1	— 1,254390	0,580580	— 0,482550
2	— 0,967786	0,935730	0,680826
3	1,796126	— 2,250416	— 0,759670
4	— 1,222619	2,007886	1,738593
5	— 0,719403	0,416260	— 2,112977
6	1,132441	— 1,306317	— 1,301424
7	— 0,393616	0,571576	— 0,424810
8	0,035985	— 0,074849	0,059164

Уравнение состояния для ацетилена дает завышенные до 0,5% значения σ по сравнению с опорными при плотностях менее критической.

Сопоставление с опытными данными Холлемана и Хасельмана (1960) показало расхождение порядка $\pm 1\%$. Отклонения от величин, приведенных Функом (1939), доходит до +4%, а от данных Киямы—Тераниши (1955) — до +10%.

Выделенные нами опорные значения плотностей в состоянии насыщения позволили составить уравнение состояния для ацетилена по методике, предложенной В. И. Кудашевым (1964). Расхождения между величинами σ , рассчитанными по обоим уравнениям состояния, составляют не более 1,5% во всем интервале параметров опорной таблицы.

Проведенное сопоставление позволяет считать, что предлагаемое уравнение состояния для ацетилена отражает термические свойства от состояния насыщения до температур не выше 1000°K и давлений не более 300 бар с погрешностью порядка $\pm 1-1,5\%$.

С помощью уравнения состояния на ЭСМ рассчитаны термодинамические свойства ацетилена (v , i , s , c_p , c_v , v) от состояния насыщения до 1000°С и 200 бар.

Необходимые значения термодинамических величин в идеальном газе определялись с помощью полученного уравнения для c_{p0} , которое описывает известные надежные величины, в основном данные М. П. Вукаловича и соавторов (1953), в интервале от 200 до 1500°K с погрешностью не более $\pm 0,02$ ккал/моль·град.

При расчете данных на пограничных кривых использовались также уравнение кривой упругости (18) и уравнение Клайперона—Клаузиуса. При объемах менее 2,3 дм³/кг, где несправедливо уравнение состояния, в расчет включались опытные данные Холлемана и Хасельмана (1964).

Сопоставление рассчитанной теплоты парообразования ацетилена с данными таблиц Функа (1935) и Дина (1956) дает удовлетворительное совпадение, максимальное расхождение не превышает 3 кдж/кг.

В таблицах термодинамических функций ацетилена, приведенных в приложении к диссертации, даны значения удельных объемов, энтальпии, энтропии и коэффициента летучести.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Разработан метод расчета термических величин газов в интервале $\tau=1-3$ и $\omega=0-2$ с погрешностью около $\pm 1\%$.

Для его применения достаточно располагать, кроме данных по базисному веществу, надежными данными на нескольких околочритических изотермах исследуемого вещества.

2. Предложен упрощенный метод определения термических свойств малоисследованных газов по данным для базисного вещества, охватывающий интервалы $\tau = 1-3$ и $\omega = 0-1,5$ с погрешностью $\pm 1,5-2\%$. При этом нужно располагать критическими параметрами исследуемого вещества и ограниченными опытными данными, достаточными для установления угла наклона касательной к кривой упругости в критической точке.

3. Рассчитана сетка опорных термических величин для шестифтористой серы в интервале $\rho = 0-1,394$ дм³/кг и $t = 45,55-700^\circ\text{C}$.

Составлено уравнение состояния для шестифтористой серы, описывающее надежные опытные и опорные величины с погрешностью $\pm 0,5\%$, включая данные в состоянии насыщения.

4. Разработана методика экспериментального исследования сжимаемости газов и газовых смесей до 600°C и 600 бар с использованием безбалластного пьезометра постоянного объема.

Применение мембранного разделяющего элемента из нержавеющей стали позволяет исследовать диссоциированные, агрессивные и низкокипящие вещества с погрешностью по плотностям порядка $\pm 0,3\%$.

5. На выполненной установке проведено исследование сжимаемости шестифтористой серы при температурах от 20 до 230°C и давлениях до 300 бар. Всего получено 14 точек на кривой упругости и 148 в однофазной области.

6. Опытным путем определены температуры начала взаимодействия шестифтористой серы с некоторыми материалами. Тем самым установлены температурные границы использования расчетных величин и уравнения состояния для шестифтористой серы.

7. Новый экспериментальный материал позволил проверить справедливость предлагаемого метода расчета термических величин и оценить надежность уравнения состояния в более широком интервале изменения параметров.

8. Получена упрощенным методом сетка термических величин ацетилена и составлено для него уравнение состояния, погрешность которого оценена в $1-1,5\%$.

9. Для шестифтористой серы и ацетилена составлены уравнения кривых упругостей, описывающие опытные данные от тройной до критической точки с погрешностью эксперимента.

10. С помощью уравнений состояния рассчитаны термодинамические свойства недиссоциированных SF_6 и C_2H_2 и составлены таблицы в интервале температур $t_s - 1000^\circ\text{C}$ до давлений 500 бар для SF_6 и 200 бар для C_2H_2 .

Построены также диаграммы состояния этих газов $i-lg p$ для SF_6 и $T-s$ для C_2H_2 .

Результаты работы опубликованы в статьях:

1. Елема В. А. Инж. физ. журн. 10, 21, 1964.
2. Елема В. А., Загорученко В. А., Цымарный В. А. Известия ВУЗов «Нефть и газ», 8, 89, 1964.
3. Елема В. А. К расчету термических свойств шестифтористой серы — нового холодильного агента. Тезисы докладов на научной конференции по перспективам развития и внедрения холодильной техники в народное хозяйство СССР. Одесса, 1962.
4. Елема В. А. Уравнение состояния для ацетилена. Тезисы докладов на Всесоюзной конференции по теплофизическим свойствам веществ, новым схемам и циклам энергетических установок. Одесса, 1964.
5. Цымарный В. А., Елема В. А., Загорученко В. А. Методика экспериментального исследования $p-v-t$ зависимости реальных газов и их смесей. Тезисы докладов на Всесоюзной конференции. Одесса, 1964.

и доложены на:

1. Отраслевой конференции по проблемам прикладной термодинамики. Одесса, сентябрь 1962 (тезисы опубликованы).
2. Конференции по перспективам развития и внедрения холодильной техники в народное хозяйство СССР. Одесса, октябрь 1962.
3. Всесоюзной конференции по теплофизическим свойствам веществ, новым схемам и циклам энергетических установок. Одесса, 1964.
4. Всесоюзной конференции по теплофизическим свойствам веществ при высоких температурах. Новосибирск, июль 1966 (тезисы опубликованы, доклад в печати).

Таблица 1
Экспериментальные данные на кривой упругости шестифтористой серы

$t^{\circ}C$	p кг/см ²	$t^{\circ}C$	p кг/см ²	$t^{\circ}C$	p кг/см ²
22,41	22,70	29,16	26,77	36,09	31,59
24,09	23,53	30,79	27,76	38,27	33,02
25,69	24,58	32,80	29,10	39,68	33,62
27,37	25,58	35,26	30,58	40,53	34,00
27,49	25,69	35,43	30,52	45,19	38,12
28,42	25,90	35,55	30,76		

Экспериментальные значения плотности шестифтористой серы

ρ кг/см ²	t °C	ρ кг/дм ³	ρ кг/см ²	°C	ρ кг/дм ³
1	2	3	1	2	3

1. Масса газа $G=16,7879$ г, объем пьезометра $V_{\Pi} = 112,98\text{см}^3$

21,05	40,32	0,1484	30,65	132,66	0,1477
24,21	70,53	0,1482	32,44	152,55	0,1475
27,69	102,59	0,1480	40,37	228,48	0,1470

2. $G = 24,7684$ г, $V_{\Pi} = 112,98$ см³

27,15	40,24	0,2190	42,51	131,66	0,2180
29,27	52,75	0,2188	44,91	147,58	0,2179
31,49	65,36	0,2187	47,45	163,29	0,2177
33,65	77,90	0,2186	50,09	178,86	0,2175
35,64	90,33	0,2184	52,55	193,98	0,2173
37,75	102,83	0,2183	54,95	209,47	0,2172
39,74	115,27	0,2182	58,01	228,45	0,2170

3. $G = 34,5411$ г, $V_{\Pi} = 115,87$ см³

31,09	40,01	0,2978	53,98	128,13	0,2965
32,93	46,40	0,2977	57,64	143,24	0,2963
35,80	56,90	0,2975	60,96	156,94	0,2960
39,11	69,36	0,2973	64,40	171,31	0,2957
43,02	84,25	0,2971	67,42	185,12	0,2954
47,28	101,20	0,2969	70,50	199,25	0,2951
50,42	113,73	0,2967			

4. $G = 42,8812$ г, $V_{\Pi} = 115,87$ см³

38,59	54,10	0,3694	44,03	68,58	0,3692
49,18	83,70	0,3690	72,74	157,03	0,3675
54,00	97,91	0,3687	76,64	169,50	0,3673
57,14	107,90	0,3684	81,39	185,29	0,3670
62,54	125,04	0,3681	86,35	201,38	0,3667
67,94	142,02	0,3678			

5. $G = 45,1382$ г, $V_{\Pi} = 112,98$ см³

36,32	45,03	0,3991	79,74	162,77	0,3966
46,40	71,22	0,3985	89,36	191,63	0,3961
58,26	102,74	0,3978	98,98	220,61	0,3955
69,24	133,09	0,3972			

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	1	2	3
6. $G = 52,9583$ г,			$V_{II} = 115,87$ см ³		
37,93	46,53	0,4564	74,40	127,66	0,4545
42,79	56,46	0,4561	80,62	142,85	0,4541
48,59	68,85	0,4558	85,13	154,65	0,4536
55,07	83,39	0,4555	91,03	170,17	0,4531
61,59	98,46	0,4552	96,73	185,58	0,4526
67,95	112,92	0,4549	102,53	201,07	0,4525
7. $G = 54,3402$ г,			$V_{II} = 112,98$ см ³		
41,23	52,35	0,4801	86,17	147,29	0,4779
56,73	83,99	0,4813	98,38	174,89	0,4772
71,27	114,75	0,4786	111,22	204,35	0,4765
8. $G = 62,3840$ г,			$V_{II} = 112,98$ см ³		
40,82	49,80	0,5513	76,26	110,74	0,5496
48,48	62,56	0,5509	85,34	127,07	0,5492
57,34	77,55	0,5505	93,66	142,42	0,5487
66,86	94,31	0,5500	102,48	158,53	0,5482
111,14	174,37	0,5478	128,38	206,66	0,5471
119,60	190,22	0,5474	135,42	220,21	0,5468
9. $G = 67,5158$ г,			$V_{II} = 112,98$ см ³		
41,78	50,67	0,5966	96,94	136,72	0,5940
50,94	64,50	0,5962	107,75	154,42	0,5936
60,52	79,21	0,5957	115,17	166,57	0,5931
69,82	93,66	0,5953	122,27	178,48	0,5927
79,10	108,29	0,5958	130,73	192,67	0,5924
87,82	122,06	0,5944	136,27	201,99	0,5920
10. $G = 77,3850$ г,			$V_{II} = 115,87$ см ³		
39,03	46,37	0,6669	91,49	116,56	0,6645
42,96	51,63	0,6667	103,05	132,48	0,6638
46,44	56,20	0,6665	114,55	148,58	0,6634
55,82	68,58	0,6661	126,31	164,86	0,6629
67,07	83,75	0,6656	136,95	179,72	0,6623
78,99	99,69	0,6650			
11. $G = 84,1285$ г,			$V_{II} = 112,98$ см ³		
38,12	45,19	0,7436	62,12	72,83	0,7426
49,18	58,04	0,7431	75,50	87,90	0,7420
89,32	103,71	0,7414	137,52	159,65	0,7392
101,84	118,06	0,7408	148,82	172,70	0,7386
114,10	132,22	0,7403	160,50	186,05	0,7381
126,08	146,17	0,7398	171,56	198,99	0,7376

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	1	2	3
12. $G = 93,1427$ г,			$V_{II} = 112,98$ см ³		
42,36	49,55	0,8231	111,80	117,48	0,8200
45,44	53,01	0,8230	138,61	142,93	0,8191
64,60	72,04	0,8221	169,71	172,51	0,8179
85,92	92,70	0,8212	197,49	199,12	0,8167
13. $G = 103,4011$ г,			$V_{II} = 112,98$ см ³		
41,65	48,14	0,9138	137,19	124,97	0,9101
57,87	62,23	0,9132	155,35	139,30	0,9095
72,69	74,24	0,9126	175,57	155,16	0,9088
88,73	86,35	0,9120	192,79	168,74	0,9080
103,45	98,73	0,9113	211,95	183,95	0,9073
119,37	110,99	0,9107	231,29	199,34	0,9068
14. $G = 115,2386$ г,			$V_{II} = 112,98$ см ³		
38,45	44,43	1,0186	174,57	132,35	1,0138
58,43	58,43	1,0179	210,87	155,07	1,0128
79,67	72,74	1,0169	236,29	171,09	1,0117
104,69	88,69	1,0163	260,23	186,23	1,0109
126,45	102,19	1,0156	283,10	200,91	1,0101
151,17	117,65	1,0147	304,65	214,98	1,0093

БР 07218 Подписано к печати 19.4.67 г. Бумага 46×60¹/₈
 1³/₄ бум. л., 1³/₄ печ. л. Уч.-изд. л. 1¹/₂. Зак. 114. Тир. 200 экз.

Типография Одесского института инженеров морского флота
 Одесса, ул. Мечникова, 34.