

Справ.

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ,  
МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ  
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

**ИССЛЕДОВАНИЯ  
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ  
ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ**

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

*ВЫПУСК 75 (135)*

1964



ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
УПРАВЛЕНИЕ  
СТАНДАРТОВ



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ,  
МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИССЛЕДОВАНИЯ  
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ  
ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 75 (135)

БИБЛИОТЕКА  
Всесоюзного научно-исследова-  
тельного института метрологии  
имени В. И. Кондратьева

ИЗДАТЕЛЬСТВО ГОСУДАРСТВЕННОГО КОМИТЕТА СТАНДАРТОВ,  
МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ СССР  
МОСКВА — 1964

64/1319

Под редакцией доктора техн. наук  
М. К. Жоховского

1911

Редакционная коллегия:

Л. Н. Брянский, Г. Д. Бурдун, А. Л. Дуклер, В. И. Ермаков, Н. Ф. Жданова,  
М. К. Жоховский, Л. М. Закс, В. А. Крючков, М. П. Орлова, Л. М. Пятигорский,  
И. Г. Русаков, В. И. Сачков, А. Г. Смагин, В. Д. Фрумкин

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящий, второй сборник\* включены статьи, отражающие исследования в области измерения высоких давлений, выполненные во Всесоюзном научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений в течение 1959—1960 гг.

Сборник состоит из пяти разделов. Первый раздел посвящен исследованиям в области поршневой манометрии. Описана вновь созданная установка с поршневым манометром для давления до  $20000 \text{ кгс/см}^2$  и приведены результаты ее испытаний. Большое внимание уделено экспериментальному исследованию деформационных погрешностей поршневых манометров. Эти исследования, проведенные в широком интервале давлений, экспериментально подтвердили справедливость ранее предложенных поправочных формул на деформацию при условии соблюдения всех требований теории. Не менее интересным оказалось исследование предложенного принципа создания манометра с неизменяемой от давления эффективной площадью поршня. Экспериментально показано, что при одинаковом распределении давления в зазорах специальной поршневой системы манометра площадь поршня сохраняется постоянной.

Во втором разделе помещены статьи об исследовании манометров сопротивления. Приводятся данные о свойствах этих широко применяемых, но мало изученных приборов. Рассматривается новый способ искусственного старения катушек манометров с применением импульсного высокотемпературного отжига. Катушки, обработанные таким способом, обладают хорошей воспроизводимостью показаний. Исследование температурных условий при градуировке марганцевого манометра показало, что возникающее изменение температуры сжимаемой жидкости влияет на показания манометра. В последней статье этого раздела описан дифференциальный манометр сопротивления, применяемый при измерении малых разностей больших по абсолютной величине давлений.

Статьи третьего раздела отражают исследования термодинамических методов воспроизведения высоких давлений. Приведены результаты по созданию термодинамической шкалы высоких давлений до  $25000 \text{ кгс/см}^2$ , в основу которой положен процесс плавления под давлением. Изложена собственно термодинамика упомянутого процесса. Это исследование базируется на общих закономерностях процесса плавления

\* Первый сборник — см. «Измерение высоких давлений», Труды институтов Комитета, вып. 46(106), М., Стандартгиз, 1960.

ния универсального характера, установленных из опытных данных на большом числе самых разнообразных веществ.

В четвертом разделе изложены работы по исследованию таких физических свойств жидкостей, как их вязкость и плотность, в зависимости от давления. Рассмотрена теория вискозиметров с падающим и катящимся шариком, построенная на основе метода физического подобия. В результате исследования получены уравнения, связывающие вязкость жидкости с параметрами прибора. Описана установка для измерения вязкости жидкостей при давлениях до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ , в которой использованы оба вискозиметра, и приведены данные о зависимости вязкости ряда жидкостей (глицерина, этиленгликоля и их смесей, бензина и др.) от давления до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . Описаны установка для измерения плотности жидкости гидростатическим методом и результаты ее исследования. Рассмотрен метод измерения сжимаемости сифонным методом и получена сжимаемость ряда жидкостей при давлениях до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ .

В пятом разделе рассматриваются некоторые вопросы техники эксперимента при высоких давлениях. Приведены данные по испытанию нового мультипликатора для давления до  $30000 \text{ кгс/см}^2$  с внешней гидростатической поддержкой, рассмотрены конструкции насосов до давлений  $1000$  и  $3000 \text{ кгс/см}^2$ , камеры манганинового манометра, электроводов и других узлов и деталей установок высоких давлений, применяемых в лабораторной практике.

# 1. ИССЛЕДОВАНИЯ ПОРШНЕВЫХ МАНОМЕТРОВ

УДК 531.787.088

*В. В. Бахвалова, В. П. Семин*

ВНИИФТРИ

## УСТАНОВКА С ОБРАЗЦОВЫМ ПОРШНЕВЫМ МАНОМЕТРОМ ДЛЯ ДАВЛЕНИЯ ДО 20000 кгс/см<sup>2</sup>

Описана установка с поршневым манометром для измерения давления\* до 20000 кгс/см<sup>2</sup> и поверки манометров других типов, в которой имеются также дополнительные устройства для взаимных сличений поршневых манометров. Излагаются приемы доводки поршневой системы высокого давления образцового манометра и методы контроля неизменяемости ее размеров. Приведены результаты исследований манометра, свидетельствующие о надежности его работы и постоянстве показаний.

Для расширения предела измерения ранее созданных поршневых манометров [1], а также для экспериментального исследования деформационных погрешностей таких приборов была спроектирована и изготовлена специальная образцовая установка, снабженная поршневыми манометрами для измерения давления до 20000 кгс/см<sup>2</sup>. Эксплуатация и исследования манометра с измерительным мультипликатором системы М. К. Жоховского на 15 000 кгс/см<sup>2</sup> показали, что с конструктивной и технологической точек зрения нет особых препятствий к дальнейшему повышению предельного давления. В 1958 г. впервые был создан манометр с измерительным мультипликатором для давления 20000 кгс/см<sup>2</sup> [2], а позже предел измерения был повышен до 25000 кгс/см<sup>2</sup> [3].

Во вновь создаваемой установке было решено воспроизвести известный к тому времени манометр для давления до 20000 кгс/см<sup>2</sup> и уделить особое внимание устройствам для взаимного сличения манометров с целью последующего экспериментального изучения их деформационных погрешностей.

Схема установки показана на рис. 1, ее общий вид — на рис. 2.

Установка содержит два поршневых манометра 1 и 4, два манометра сопротивления 2 и 3 и два мультипликатора 9 и 12, включенных в общую систему высокого давления. С помощью гидравлического вентиля 11 систему можно разделить на две независимые части, и в каждой из них будут содержаться одноименные узлы. Заполняют систему и создают в ней предварительное давление до 1500—2000 кгс/см<sup>2</sup> с помощью ручного насоса 6 через гидравлический вентиль 8. Давление на низкой стороне мультипликаторов создается насосными группами 7 через вентили 10, обеспечивающие подачу жидкости либо к обоим мультипликаторам одновременно, либо к одному из них.

\* За единицу давления в Международной системе единиц (СИ) принят ньютон на квадратный метр (н/м<sup>2</sup>); 1 кгс/см<sup>2</sup> = 9,80665 · 10<sup>4</sup> н/м<sup>2</sup>.

Ручной пресс 5 служит для регулировки по высоте поршней манометров и для управления гидравлическими затворами разделяющего вентиля 11 и вентиля предварительного давления 8. Конструкции использованных в установке поршневых манометров, мультипликаторов, вентилях, манометров сопротивления, ручного насоса и насосных групп—обычные

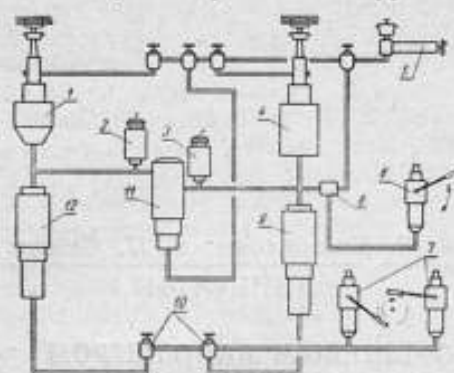


Рис. 1. Гидравлическая схема установки для измерения давления до  $20000 \text{ кгс/см}^2$

манометров 1 и 4, о чем подробнее будет сказано далее.

При создании манометра, имеющего цилиндр с противодействием, пригонку поршня к такому цилиндру следует выполнять с различным по высоте зазором так, чтобы исключить закусывание поршня при высоких давлениях и устранить большие скорости опускания. Поэтому была произведена специальная (с испытанием при все возрастающем давлении) подгонка поршневой пары последовательным растиранием цилиндра в верхней части—в месте наибольших деформаций.

Испытания манометра с подогнанной таким образом поршневой парой до давлений в  $20000 \text{ кгс/см}^2$  дали вполне благоприятные результаты. Поршни манометра вращались без заеданий, и не было обнаружено каких-либо вредных трений в поршневых системах при вертикальном перемещении поршней. Отдельные испытания на предельном давлении продолжались от 30 мин до 3 ч. В качестве рабочей жидкости был применен динамитный глицерин с добавкой 35—40% этиленгликоля. Скорость поршня при давлении от  $400 \text{ кгс/см}^2$  была достаточно мала для выполнения измерений за рабочий ход поршня.

Непосредственно после отладки поршневая пара высокого давления была автофретирована давлением  $21000 \text{ кгс/см}^2$ , что, в дополнение к предыдущим нагружениям, должно было исключить последующее появление пластических деформаций при работе манометра на давлениях до  $20000 \text{ кгс/см}^2$ . Для проверки неизменяемости размеров порш-

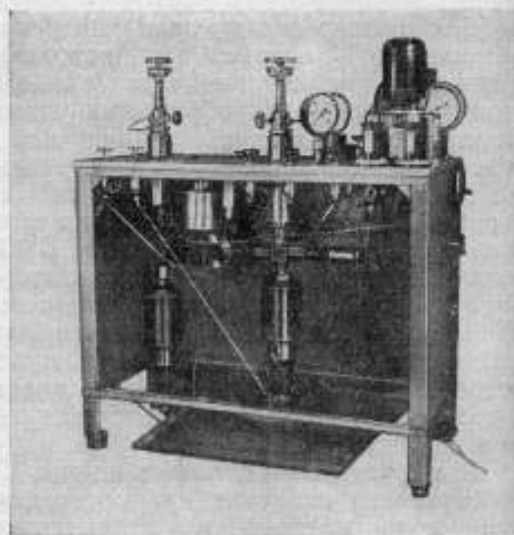


Рис. 2. Общий вид установки.



невой системы периодически измеряли диаметр и скорость опускания поршня до и после работы прибора на предельном давлении. Результаты двукратного измерения диаметра поршня на горизонтальном оптиметре после отладки манометра, а затем через 3 и через 5,5 ч работы манометра при давлении  $20000 \text{ кгс/см}^2$  приведены в таблице. Они сви-

Сечение поршня по высоте	Диаметр поршня высокого давления, мм						
	измерения после отладки манометра				измерения после непрерывной работы манометра на предельном давлении в течение		
	I серия		II серия		3 ч (III серия)		5,5 ч (IV серия)
	1-е положение	поворот на $90^\circ$	1-е положение	поворот на $90^\circ$	1-е положение	поворот на $90^\circ$	1-е положение
1	—	2,9987	2,9985	2,9986	2,9985	2,9985	2,9985
2	2,9921	2,9920	2,9920	2,9921	2,9920	2,9922	2,9920
3	2,9893	2,9894	2,9892	2,9892	2,9891	2,9893	2,9891
4	2,9945	2,9946	2,9945	2,9945	2,9940	2,9942	2,9941
5	3,0016	3,0016	3,0014	3,0014	3,0006	3,0007	3,0007
6	3,0043	3,0043	3,0042	3,0042	3,0038	3,0038	3,0037
7	3,0060	3,0060	3,0058	3,0058	3,0053	3,0053	3,0050

Примечание. I, II и IV серии — среднее из пяти измерений; III серия — среднее из шести измерений.

детельствуют о том, что пластические деформации, имевшие место в начальный период нагружения при отладке манометра, в процессе дальнейшей работы прибора не появлялись. Постоянство скоростей опускания поршня, определенных после 3 и 5,5 ч работы манометра (рис. 3), позволяет сделать вывод о неизменности зазора и, следовательно, об отсутствии неупругих деформаций цилиндра (поскольку постоянство диаметра поршня было установлено из непосредственных измерений).

Для аттестации поршневого манометра были проведены все необходимые измерения и выполнен расчет массы грузов с учетом поправок на упругую деформацию поршня и цилиндра высокого давления.

Рассчитывали деформационные поправки по формулам М. К. Жоховского [4]. Следует ожидать, что для взятой поршневой системы вычисленные поправки не исключат полностью деформационных погрешностей манометра на предельных давлениях. Такое предположение основывается на результатах экспериментальной проверки рас-

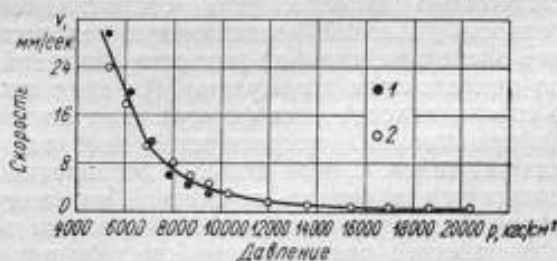


Рис. 3. График зависимости скоростей опускания поршня манометра, нагруженного грузами, от давления:

1 — после 3 ч непрерывной работы установки на предельном давлении; 2 — после 5,5 ч такой же работы.

четных формул для подобных поршневых манометров при давлениях до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ .

Как показано в этой работе, в поршневых системах, имеющих цилиндры с противодавлением, при малых начальных зазорах нормальные условия гидродинамики потока жидкости, лежащие в основе теории [4], нарушаются вследствие значительного уменьшения зазора в верхней части. В этом случае деформации цилиндра под влиянием наружного давления практически выбирают весь зазор, характер распределения давления в зазоре при этом резко изменяется, и условия деформации поршня и цилиндра отличаются от требований теории. Следует предположить, что и в используемом манометре при высоких давлениях зазор практически выбирается. Учитывая это, можно лишь предварительно оценить величину неучтенных деформационных погрешностей манометра, основываясь на опытах с манометрами при давлениях до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . Мы полагаем, что остаточная неучтенная погрешность созданного манометра, связанная с неточностью определения деформационной поправки прибора и др., при давлениях  $15000 \text{ кгс/см}^2$  не превысит  $0,1\%$  измеряемого давления; при давлениях выше  $15000 \text{ кгс/см}^2$  погрешность будет возрастать, но едва ли достигнет  $0,3-0,4\%$  при давлении  $20000 \text{ кгс/см}^2$ .

Для установления действительной деформационной погрешности созданного манометра во всем интервале давлений, а также для исследования этих погрешностей у других подобных приборов предусмотрено устройство, позволяющее на созданной установке проводить взаимные сличения манометров аналогично тому, как это было сделано при давлениях до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . В этом случае второй поршневой манометр присоединяют к установке, как показано на схеме рис. 1. Катушки сопротивления манометров 2 и 3 включают в обычную мостовую схему с компенсируемым плечом; образуется так называемый дифференциальный манометр сопротивления [5], позволяющий с большей точностью измерять разность давлений, создаваемых поршневыми манометрами. Сличают приборы следующим образом. При номинально одинаковом давлении, рассчитанном для сличаемых манометров без учета упругой деформации поршневых систем высокого давления, с помощью дифманометра сопротивления определяют фактическую разность давлений, возникающую вследствие деформации. Сопоставление экспериментальной разности давлений со значением, вычисленным по поправочным формулам [4], дает возможность сделать выводы о справедливости этих формул. Для широкой постановки исследований деформационных погрешностей необходимо сличить манометры различных типов. С этой целью в дополнение к созданному прибору предполагается изготовить поршневой манометр с цилиндром высокого давления без противодавления и провести экспериментальное сравнение погрешностей различных манометров при давлениях до  $20000 \text{ кгс/см}^2$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Разумихин В. Н., Борзунов В. А. Поршневые манометры высоких давлений. Труды институтов Комитета, вып. 46 (106). М., Стандартгиз, 1960, стр. 55—61.
2. Жоховский М. К., Коняев Ю. С., Левченко В. Г. Поршневой манометр до  $20000 \text{ атм}$ . «Приборы и техника эксперимента», 1959, № 3, стр. 118—122.
3. Коняев Ю. С. Поршневой манометр на  $25 \text{ т/см}^2$ . «Приборы и техника эксперимента», 1961, № 4, стр. 107—109.
4. Жоховский М. К. Теория и расчет приборов с неуплотненным поршнем. М., Машгиз, 1959.
5. Жоховский М. К., Бахвалова В. В. Дифференциальный манометр сопротивления высокого давления. «Измерительная техника», 1960, № 3, стр. 12—15.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

\* См. статью на стр. 9.

*В. В. Бахвалова, М. К. Жоховский*

ВНИИФТРИ

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПОРШНЕВЫХ МАНОМЕТРОВ ПРИ ДАВЛЕНИИ ДО 10000 кгс/см<sup>2</sup>

Рассмотрен метод экспериментального определения разности деформационных погрешностей поршневых манометров сравнением их с помощью дифманометра сопротивления. Описаны результаты сравнений манометров с различными поршневыми системами при давлении до 2500 и 10000 кгс/см<sup>2</sup>. Проанализированы условия работы поршневых систем и специальными экспериментами установлены причины отдельных отклонений разностей деформационных погрешностей от их расчетных значений. Показано, что при соответствующем контроле экспериментальные значения деформационных поправок поршневых систем манометров отличаются от теоретических значений не более чем на 0,05% измеряемого давления.

Теоретически задача о погрешностях поршневых манометров, вызываемых деформациями поршня и цилиндра, рассмотрена в работах [1—4] для всех видов приборов. Решение этого весьма сложного вопроса могло быть дано только на основе некоторых приближений, и поэтому экспериментальная проверка необходима. В. Н. Самойловым [5] поправочные формулы были удовлетворительно подтверждены опытным путем на различных поршневых манометрах при давлении до 2500 кгс/см<sup>2</sup>. В настоящей работе излагаются результаты ранее выполненных [6 и 7] и некоторых дополнительных исследований в существенно расширенном интервале давлений (до 10000 кгс/см<sup>2</sup>), а также данные новых исследований при сравнительно небольших давлениях (до 2500 кгс/см<sup>2</sup>).

В качестве объекта во всех исследованиях были применены поршневые манометры с измерительным мультипликатором конструкции М. К. Жоховского [2 и 8], имеющие сменные поршневые системы двух видов (простой поршень в обычном цилиндре и в цилиндре с противодавлением), изготовленные из различных материалов.

Поправку к манометру [1—4], вызванную изменением эффективной площади поршня под воздействием давления, в общем виде можно записать так:

$$\Delta p = -\lambda p^2, \quad (1)$$

где  $p$  — измеряемое прибором давление;

$\lambda$  — обобщенный коэффициент изменения площади.

Коэффициент  $\lambda$  выражается через упругие константы материалов поршня и цилиндра и их размеры. Для поршневых систем, примененных в настоящей работе, значения  $\lambda$  равны:

при простом поршне в обычном цилиндре

$$\lambda = \frac{3\mu' - 1}{E'} + \frac{1}{b} \left( \frac{\kappa}{2} - \kappa_1 \right); \quad (2)$$

при простом поршне в цилиндре с противодавлением

$$\lambda = \frac{3\mu' - 1}{E'} - \frac{1}{b} \left( \kappa_6 - \frac{\kappa_5}{2} \right). \quad (3)$$

здесь  $\kappa$ ,  $\kappa_1$ ,  $\kappa_5$  и  $\kappa_6$  — коэффициенты деформации поршневых систем:

$$\kappa = \frac{a}{E} \left( \frac{R^2 + a^2}{R^2 - a^2} + \mu \right) + \frac{b}{E'} (1 - \mu'); \quad (4)$$

$$\kappa_1 = \frac{b}{E'} \mu'; \quad (5)$$

$$\kappa_5 = \frac{a}{E} \left( \frac{R^2 + a^2}{R^2 - a^2} + \mu \right) + \frac{b}{E'} (1 - \mu'); \quad (6)$$

$$\kappa_6 = \frac{a}{E} \left( \frac{2R}{R^2 - a^2} - \mu \right) + \frac{b}{E'} \mu', \quad (7)$$

где  $a$  и  $R$  — внутренний и наружный радиусы цилиндра;  
 $b$  — радиус поршня;

$E$  и  $E'$  — модули упругости материалов цилиндра и поршня;

$\mu$  и  $\mu'$  — коэффициенты Пуассона материалов цилиндра и поршня.

Как известно, абсолютных манометров высокого давления, у которых отсутствуют деформации, вызываемые измеряемым давлением, пока нет\*. Поэтому для проверки равенства (1) можно использовать лишь косвенные пути. В данной работе применен метод сопоставления показаний двух манометров с помощью специального дифференциального прибора [9]. По результатам эксперимента удается определить разность погрешностей, вызываемых деформациями поршневых систем сравниваемых приборов. Погрешность каждого манометра известна из теоретических соображений, и, следовательно, данные эксперимента можно сопоставить с теорией.

Исследуемые поршневые системы обладают различными и по значению и по знаку коэффициентами  $\lambda$ . Комбинируя поршневые системы при их сравнении, удастся исследовать погрешности манометров с однотипными и различными цилиндрами.

В первом случае ожидаемые разности погрешностей очень малы во всем интервале давления, во втором — достигают наибольших значений.

Принципиальная схема примененной установки приведена на рис. 1. Каждый из поршневых манометров 1 и 5 соединен с собственными мультипликаторами 7 и 6 и манганиновыми манометрами 2 и 4. Последние соединяются через вентиль 3 таким образом, что при открытой игле вентиля манометры сообщены между собой, а при закрытой — работают разобщенно, причем в этом случае каждый манганиновый манометр будет испытывать давление, определяемое соединенным с ним поршневым манометром. Катушки включены в мостовую схему так, что гальванометр непосредственно регистрирует разность их сопротивлений, т. е. манганиновые манометры образуют дифференциальный прибор.

\* В статье М. К. Жоховского и В. В. Бахваловой «Манометр с неизменяемой от давления эффективной площадью» показана практическая возможность создания такого манометра для давления до 2500 кгс/см<sup>2</sup> (см. стр. 28).

Методика определения разности показаний сравниваемых поршневых манометров сводится к следующему. При открытом вентиле 3 создают заданное номинальное (без учета деформаций) давление по одному из поршневых манометров и фиксируют показание моста. Затем вентилем 3 прерывают сообщение между манганиновыми манометрами, при этом оба поршневых манометра с помощью мультипликаторов приводятся в равновесное состояние. Если значения давления, создаваемого каждым поршневым манометром, равны между собой, то мост регистрирует прежнее показание. При различном давлении вследствие неодинаковых деформаций поршневых систем показания моста изменяются, и разность погрешностей сравниваемых манометров будет найдена из разности нового и предыдущего показаний гальванометра.

Допустим, что  $p$  — номинальное сравниваемое давление манометров 1 и 5, вычисленное без учета поправок на деформацию. Тогда истинные значения давления, передаваемые манганиновыми манометрами 2 и 4, составят  $p + \Delta p_1$  и  $p + \Delta p_2$ , где  $\Delta p_1$  и  $\Delta p_2$  — поправки на деформацию. Пусть изменения сопротивлений, соответствующие истинным значениям давления, будут  $\Delta R_1$  и  $\Delta R_2$ , причем материал катушек одинаков. Тогда

$$\Delta R_1 = (p + \Delta p_1) R_0 \alpha$$

$$\text{и } \Delta R_2 = (p + \Delta p_2) R_0 \alpha,$$

где  $R_0$  — начальное сопротивление катушек манометров;  
 $\alpha$  — пьезокэффициент.

Взяв разность двух приведенных равенств, получим

$$\frac{\Delta R_1 - \Delta R_2}{R_0 \alpha} = \Delta p_1 - \Delta p_2, \quad (8)$$

или

$$\Delta p = \Delta p_1 - \Delta p_2, \quad (9)$$

так как левая часть равенства (8) представляет собой разность значений давления, воспринятую манганиновым манометром. Таким образом,  $\Delta p$  непосредственно выражает разность исследуемых погрешностей сравниваемых манометров.

Значение  $\Delta p$  может быть вычислено по полученным из опыта значениям  $\Delta R_1$  и  $\Delta R_2$ , если известны  $\alpha$  и  $R_0$ , или же из результатов градуировки моста. Последнюю в небольшом интервале давлений можно выполнить по любому из сравниваемых поршневых манометров при каждом эксперименте, т. е. вблизи применяемого при исследовании давления.

Из сказанного следует, что равенство (8) или (9) справедливо, если все другие погрешности сравниваемых манометров исключены. Возможные влияния паразитных э. д. с., колебаний температуры и т. д. снижали значительным числом измерений и многократной градуировкой моста при каждом измерении. Эффективные площади поршней высокого и низкого давлений, а равно массу грузов сравниваемых манометров определяли с предельной тщательностью. Весьма малые остаточные погрешности, связанные с неточностью определения массы гру-

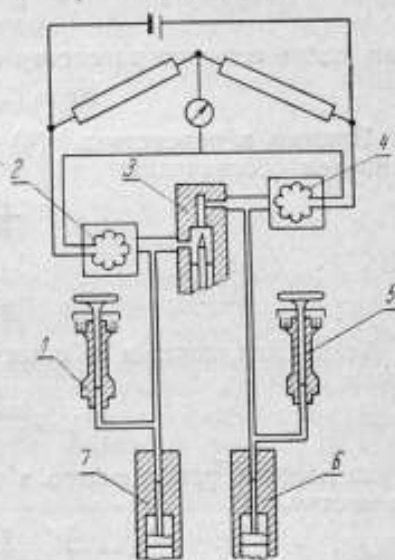


Рис. 1. Схема установки для взаимного сравнения поршневых манометров.

зов и начальных значений эффективных площадей поршней низкого давления, окончательно исключали выполнением двух серий экспериментов. В каждой серии исследуемые поршневые системы высокого давления меняли местами в манометрах. За истинную разность давлений принимали среднее значение из двух серий.

При сравнении поршневых систем, когда точные значения констант упругости примененных материалов неизвестны, целесообразно иметь поршни и цилиндры из одинаковых материалов. При этих условиях удается снизить систематические погрешности метода, возникающие из-за неточности в значениях констант упругости материала. Искомая разность погрешностей двух сравниваемых манометров

$$\Delta p = \Delta p_1 - \Delta p_2$$

или, соответственно равенству (1),

$$\Delta p = (\lambda_1 - \lambda_2) p^2 = \Delta \lambda p^2. \quad (10)$$

Примем в равенствах (4) — (7) очевидное приближение  $a \approx b$  и введем обозначения:

$$\frac{R^2 + a^2}{R^2 - a^2} = C \quad (11)$$

и

$$\frac{2R^2}{R^2 - a^2} = C'. \quad (12)$$

Тогда для поршня в обычном цилиндре в соответствии с равенством (2)

$$\lambda = \frac{3\mu' - 1}{2E'} + \frac{C + \mu}{2E} \quad (13)$$

и для поршня, работающего в цилиндре с противодействием, согласно равенству (3)

$$\lambda = \frac{3\mu' - 1}{2E'} + \frac{C - 2C' + 3\mu}{2E}. \quad (14)$$

Найдем выражения для  $\Delta p$  из равенства (10) при различных комбинациях сравниваемых поршневых систем. Примем для каждого приближения обозначения с индексами 1 и 2. Тогда на основании равенств (10) — (14) при одинаковых материалах соответственно для поршней и цилиндров будем иметь:

для двух манометров с простым поршнем в обычном цилиндре

$$\Delta p = \frac{C_1 - C_2}{2E} p^2; \quad (15)$$

для двух манометров с простым поршнем в цилиндре с противодействием

$$\Delta p = \left( \frac{C_1 - C_2}{2E} + \frac{C'_2 - C'_1}{E} \right) p^2; \quad (16)$$

для комбинации, состоящей из поршня в обычном цилиндре и поршня в цилиндре с противодействием,

$$\Delta p = \left( \frac{C_1 - C_2 + 2C'_2 - 2\mu}{2E} \right) p^2. \quad (17)$$

Как видно из приведенных соотношений, для комбинаций с однородными цилиндрами выражение для  $\Delta p$  содержит модуль упругости материала цилиндра и постоянные  $C_1, C_2, C'_1$  и  $C'_2$ , зависящие только от размеров поршневых систем. Для комбинаций с разнородными цилиндрами значение  $\Delta p$  дополнительно зависит от второй константы упругости материала цилиндра  $\mu$ . В обеих комбинациях полностью исключены константы упругости материала поршня.

Если же исходить из условия, что материал каждого поршня и цилиндра различен, то выражение для  $\Delta p$  будет содержать восемь констант упругости. Например, для двух поршней в обычном цилиндре

$$\Delta p = \left( \frac{3\mu_1' - 1}{2E_1'} + \frac{C_1 + \mu_1}{2E_1} - \frac{3\mu_2' - 1}{2E_2'} - \frac{C_2 + \mu_2}{2E_2} \right) p^2. \quad (18)$$

Необходимо вместе с тем отметить, что в принципе при тщательном определении констант упругости применение материалов с существенно различными значениями  $E$  и  $\mu$ , а следовательно, и с различными деформациями, расширяет условия эксперимента, особенно для однотипных поршневых систем. Однако возможности варьирования константами упругости в опытах с высокими давлениями крайне ограничены, так как у материалов, обладающих необходимыми прочностными характеристиками, значения констант близки. При небольших давлениях крайне желательно применять материалы с малым значением модуля упругости, так как в этом случае эффект деформаций будет большим. Оба эти положения используют в опытах при различных давлениях.

*Опыты с давлениями до 5000—10000 кгс/см<sup>2</sup>*

На основе рассмотренного метода были проведены исследования при высоких давлениях с двумя сериями поршневых систем, общая характеристика которых приведена в табл. I. В первую серию вошли пять поршневых систем, у которых все поршни и цилиндры были изготовлены из одного и того же куска соответствующей стали. Вначале константы упругости примененных материалов специально не были определены, и при вычислении  $\lambda$  значения брали из таблиц. Предва-

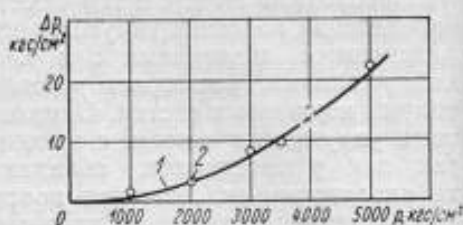
Таблица I

Тип цилиндра	Номер поршневой системы	Номинальный диаметр поршня, мм	Отношение наружного радиуса цилиндра к внутреннему $\frac{R}{r} = \frac{d}{a}$	Предельное давление, кгс/см <sup>2</sup>	Марка стали		Расчетный коэффициент $\lambda \cdot 10^7$ см <sup>2</sup> /кгс
					поршня	цилиндра	
<b>Первая серия поршневых систем</b>							
С противодавлением	3	4	6	7 000	ШХ15	50ХФА	-5,61
	5	3	4	10 000	ШХ15	50ХФА	-5,79
	7	3	8	10 000	ШХ15	50ХФА	-5,55
Без противодействия	4	4	6	5 000	ШХ15	50ХФА	2,73
	8	3	8	10 000	ШХ15	50ХФА	2,67
<b>Вторая серия поршневых систем</b>							
С противодавлением	I/6	3	4,2	10 000	ШХ15	50ХФА	-5,76
	II/3	3	6,25	10 000	50ХФА	50ХФА	-5,46
	IV/6	3	8,33	10 000	ШХ15	50ХФА	-5,54
	XIII/6	3	8,33	10 000	ШХ15	50ХФА	-5,54
	7	3	4,0	10 000	ШХ15	50ХФА	-5,79
Без противодействия	X/3	3	8,33	10 000	50ХФА	50ХФА	2,80
	X/6	3	8,33	10 000	ШХ15	50ХФА	2,66
	8/3	3	8,0	10 000	50ХФА	50ХФА	2,81
	XII/6	3	8,20	10 000	ШХ15	50ХФА	2,66

рительные результаты части опытов с этой серией поршневых систем были опубликованы в работе [7]. Позже были выполнены дополнительные исследования поршневых систем этой серии в других комбинациях, а также определены константы упругости на оставленных образцах примененных сталей. Найденные значения  $E$  и  $\mu$  этих сталей и других материалов, использованных в работе, даны в табл. 2. Ниже приводятся результаты всех экспериментов для первой серии поршне-

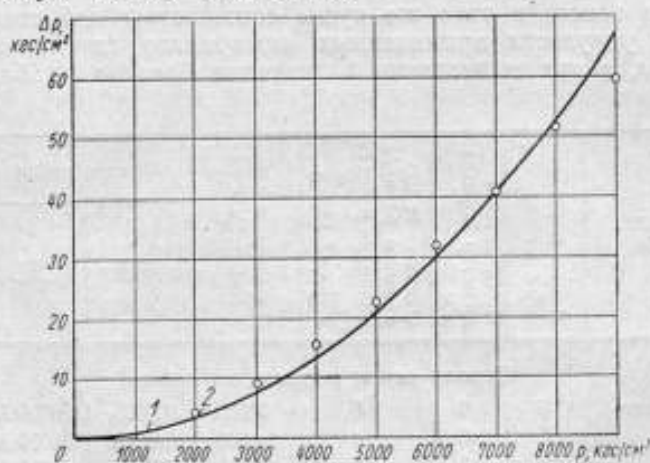
Таблица 2

Материал	$E \cdot 10^{-6}$	$\mu$
Сталь марки 50ХФА	2,12	0,29 <sub>6</sub>
Сталь марки ШХ15	2,10	0,27 <sub>3</sub>
Инвар . . . . .	1,46	0,27
Дюралюминиевый сплав марки Д-16/Т	0,744	0,34 <sub>4</sub>

Рис. 2. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении поршневых систем 3 и 4:

1—теоретические значения разности погрешностей; 2—то же, экспериментальные.

вых систем с уточненными расчетными значениями деформационных поправок. Отметим, что перерасчет, сделанный после определения констант упругости ультразвуковым методом, не внес существенных изменений в общую оценку результатов.

Рис. 3. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении поршневых систем 7 и 8:

1—теоретические значения разности погрешностей; 2—то же, экспериментальные.

Из пяти поршневых систем первой серии было образовано семь парных комбинаций, которые могли представить особый интерес.

Результаты экспериментов отражены в табл. 3, а для отдельных комбинаций поршневых систем дополнительно на рис. 2 и 3. Из приведенных данных следует, что экспериментальные разности деформационных погрешностей манометров в опытах с давлением до 5000—7000  $\text{кгс/см}^2$  хорошо совпадают с вычисленными. Обнаруженные отклонения носят случайный характер и лежат в пределах возможных ошибок эксперимента. Некоторая оговорка должна быть сделана относительно сравнения погрешностей систем, имеющих цилиндры с противодействием (системы 3 и 5). В этом случае, начиная с давления 4000  $\text{кгс/см}^2$ , наблюдалось расхождение опытных и вычисленных зна-



Таблица 3

Разность показаний сравняемых поршневых систем, кгс/см<sup>2</sup>

Номинальное давление, кгс/см <sup>2</sup>	3 и 4		4 и 8		4 и 5		3 и 5		5 и 8		7 и 8		5 и 7	
	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная
1 000	0,9	0,8	0	0	0,9	—	—	—	—	—	0,5	0,8	—	—
2 000	3,4	3,3	0	0	3,4	4,2	0	0,1	4,5	3,4	3,7	3,3	0,8	0,1
3 000	8,1	7,5	-0,2	0,1	7,7	8,1	0	0,2	8,6	7,6	9,0	7,4	-0,2	0,2
3 500	9,9	10,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
4 000	14,7	13,3	0	0,1	13,6	13,9	-0,5	0,3	14,4	13,6	15,4	13,2	-1,2	0,4
5 000	21,8	20,9	-0,2	0,1	21,3	23,1	-1,0	0,5	22,1	21,2	22,5	20,6	-2,6	0,6
6 000	—	30,0	—	—	30,7	—	-1,4	0,6	30,4	30,4	31,7	29,6	-4,0	0,8
6 500	—	—	—	—	—	—	-1,7	0,9	—	—	—	—	—	—
7 000	—	—	—	—	—	—	—	—	44,8	41,5	40,8	40,3	-5,8	1,2
8 000	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	51,4	52,6	-8,0	1,5
9 000	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	59,2	66,6	-9,4	2,0
10 000	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	-11,5	2,4

Таблица 4

Номиналь- ное давле- ние, кгс/см <sup>2</sup>	Разности показаний сравняемых однопоршневых систем, кгс/см <sup>2</sup>																								
	с цилиндрами без привода вала						с цилиндрами с привода вала																		
	X/3-8/3		8/3-X/6		XII/6-X/6		8/3-XII/6		XII/6-X/6		IV/6-III/3		IV/6-1/6		IV/6-XIII/6		XIII/6-III/3		5-7		1/6-5		IV/6-7		
экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	расчетная	экспери- ментальная	
2 000	0,2	0	-0,8	0,1	-0,5	0	-0,1	0,1	1,1	0	0,3	0	0,1	0	0	-0,1	0	-	-	0,2	0	0,4	0,1	0,4	0,1
3 000	0,2	0	-0,7	0,1	-0,7	0,1	-0,5	0,1	1,6	0	0,4	0,1	0,2	0	0	0	0,1	-	-	0,2	0	0,8	0,2	0,8	0,2
4 000	0,2	0	-0,4	0,2	-0,8	0,2	-1,0	0,2	2,2	0	0,3	0,1	0,4	0	0	-0,4	0,2	-1,0	0,4	-0,6	0,1	2,3	0,4	2,3	0,4
5 000	0,2	0	-0,5	0,4	-1,0	0,4	-1,2	0,4	2,9	0	0,2	0,2	0,6	0,1	0	-0,9	0,2	-2,3	0,6	-1,4	0,1	5,1	0,7	5,1	0,7
6 000	0,3	0	-0,2	0,5	-1,0	0,5	-1,6	0,5	3,6	0	0,4	0,3	0,8	0,3	0	-1,0	0,3	-5,1	0,8	-2,3	0,1	8,0	0,9	8,0	0,9
7 000	0,4	0,1	0,4	0,7	-1,4	0,7	-1,7	0,7	3,7	0	1,1	0,4	1,1	0,6	0	-1,2	0,4	-6,7	1,2	-2,4	0,2	9,8	1,3	9,8	1,3
8 000	0,8	0,1	1,2	1,0	-3,2	0,9	-2,2	1,0	3,4	0	1,4	0,5	2,1	1,4	0,9	-1,9	0,5	-9,3	1,5	-2,3	0,2	11,8	1,6	11,8	1,6
9 000	0,8	0,1	2,4	1,2	-1,7	1,2	-	1,2	5,0	0	1,9	0,6	1,7	1,8	1,8	-2,6	0,6	-13,5	2,0	-3,4	0,2	13,5	2,0	13,5	2,0
10 000	1,1	0,1	-	1,5	-2,3	1,4	-2,5	1,5	-	-	2,3	0,8	2,2	2,2	2,6	-2,7	0,8	-16,2	2,4	-3,8	0,3	15,3	2,5	15,3	2,5

Таблица 5

Номинальное давление, $\text{кгс/см}^2$	Разности показаний равноименных поршневых систем, $\text{кгс/см}^2$							
	XII/6—IV/6		8/3—IV/6		X/6—IV/6		8/3—I/6	
	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная
2 000	3,2	3,3	2,9	3,3	4,0	3,3	4,3	3,4
3 000	7,4	7,4	7,9	7,5	8,4	7,4	9,0	7,7
4 000	13,5	13,1	13,7	13,4	16,6	13,2	15,0	13,7
5 000	19,7	20,5	19,9	20,9	22,6	20,4	22,7	21,4
6 000	28,1	29,5	27,9	30,1	29,7	29,6	30,6	30,8
7 000	35,8	40,2	37,6	40,9	38,9	40,1	39,2	42,0
8 000	45,0	52,5	47,2	53,44	47,8	52,5	50,2	54,9
9 000	55,0	66,4	55,3	67,6	55,2	66,4	60,2	69,5
10 000	61,1	82,0	60,8	83,5	65,6	82,0	69,7	85,7

чений, причем оно имело противоположное ожидаемому направлению, что отмечено в табл. 3 знаком минус. Количественно расхождения невелики (предельные  $2,6 \text{ кгс/см}^2$ ), но систематический характер их очевиден.

В опытах с более высоким давлением (см. табл. 3, две последние комбинации) результаты оказались существенно различными. Сравнение систем с разнородными цилиндрами (7 и 8) дало систематическое расхождение, начиная с давления  $7000 \text{ кгс/см}^2$ , причем при  $9000 \text{ кгс/см}^2$  расхождение достигло  $7,4 \text{ кгс/см}^2$  (см. рис. 3). Для комбинации поршневых систем 5 и 7 с однородными цилиндрами также обнаружилось несоответствие между расчетными и опытными значениями поправок противоположного направления. Расхождения начинают уже с малых давлений и при  $10000 \text{ кгс/см}^2$  достигают  $14 \text{ кгс/см}^2$ .

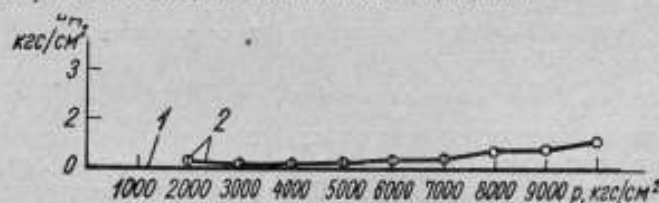


Рис. 4. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении поршневых систем X/3 и 8/3:

1—теоретические значения разности погрешностей; 2—то же, экспериментальные.

Таким образом, проведенные опыты показали, что экспериментальные разности деформационных поправок для большей части поршневых систем, предназначенных для давлений  $5000$  и  $7000 \text{ кгс/см}^2$ , хорошо совпадают с теоретическими. Вместе с тем были обнаружены систематические отклонения погрешностей от их расчетных значений при сравнении двух комбинаций (3 и 5, 5 и 7) поршневых систем с противодействием во всем диапазоне давления, а также при сравнении поршневых систем с различными цилиндрами (7 и 8) при давлениях выше  $7000 \text{ кгс/см}^2$ . В связи с этим потребовались дополнительные исследования.

Вторую серию экспериментов проводили с десятью поршневыми системами, из которых восемь были изготовлены вновь. Из прежних систем взяты, как вызывавшие сомнения, 5 и 7. Характеристики вновь изготовленных поршневых систем приведены в табл. 1. Значения констант упругости материалов новых поршневых систем были надежно определены.

Для взаимных сравнений во второй серии опытов из взятых систем было образовано 16 парных комбинаций. Конечные результаты экспериментов приведены в табл. 4 и 5 и наиболее характерные из них для наглядности отражены в соответствующих графиках.

Сличения однотипных поршневых систем с цилиндрами без противодействия (см. табл. 4 и рис. 4) обнаружили весьма хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений разности погрешностей. Расхождение во всем диапазоне давления до  $10000 \text{ кгс/см}^2$  при сличении трех поршневых систем не превышало  $1 \text{ кгс/см}^2$ . Поршневая система XII/6 при сравнении с тремя предыдущими дала при предельном давлении расхождение порядка  $5 \text{ кгс/см}^2$ .

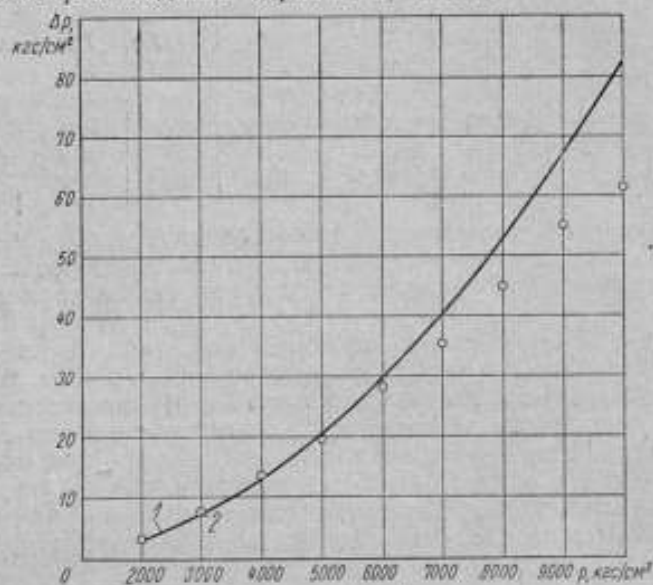


Рис. 5. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении поршневых систем XII/6 и IV/6: 1—теоретические значения погрешностей; 2—то же, экспериментальные.

Экспериментальное сравнение между собой новых однотипных поршневых систем, имеющих цилиндры с противодействием (см. табл. 4), показало аналогичные результаты. Взаимное же сличение поршневых систем 5 и 7 вновь подтвердило значительное расхождение между опытными и расчетными значениями разности деформационных погрешностей, достигающее при предельном давлении  $18 \text{ кгс/см}^2$ . Некоторое несоответствие этих данных с предыдущими (см. табл. 3) объясняется, главным образом, различным расположением поршня в цилиндре. Вследствие неправильной формы поршня системы 7, о чем будет сказано далее, эффективная площадь поршня зависела от его положения, что и отразилось на результатах сравнения. Так как внешне сравниваемые системы отличались друг от друга только наружными диаметрами цилиндра, то для полной идентичности условий опыта диаметр цилиндра системы 7 был уменьшен. Однако результаты последующих сравнений не внесли существенных изменений в обнаруженные ранее расхождения.

Дальнейшее последовательное сличение систем 5 и 7 с другими однотипными поршневыми системами с противодействием показало (см. табл. 4), что отклонения погрешностей при сличениях системы 5 не превышали  $4 \text{ кгс/см}^2$ , в то время как при сличениях системы 7 они достигли  $13 \text{ кгс/см}^2$ . Наиболее вероятной причиной обнаруженных расхождений могли служить отклонения от правильной формы поршня, и

возможно, канала цилиндра системы 7. Известно [3], что при начальной нецилиндричности поршня перераспределение давления в зазоре, вызванное деформацией и изменением вязкости жидкости, повлечет появление добавочных сил вдоль оси поршня, не учитываемых в поправочных формулах. Для подтверждения высказанного предположения были тщательно измерены диаметры всех поршней на горизонтальном оптиметре. Измеряли через каждые 5 мм в двух взаимно перпендикулярных сечениях. Измерения показали, что практически у всех поршней нарушена цилиндрическая форма: на некоторых участках по длине имеется

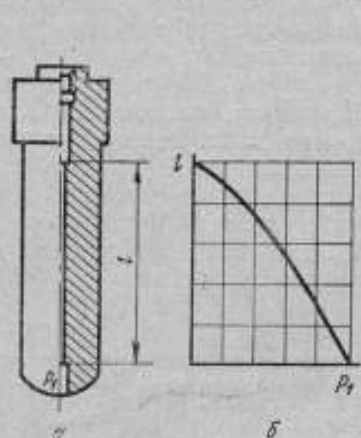


Рис. 6. Цилиндр без противодействия:

а—схематический разрез; б—распределение давления в зазоре.

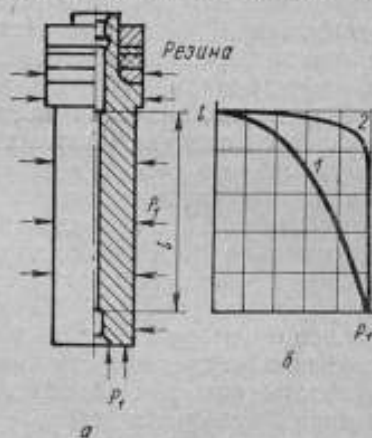


Рис. 7. Цилиндр с противодействием:

а—схематический разрез; б—распределение давления в зазоре.

небольшая конусность, а ближе к верхней части поршня образуется шейка. У поршня системы 7 размеры шейки оказались значительно больше, и вся его форма существенно отличалась от формы других поршней. Таким образом, значительное отклонение деформационных погрешностей от расчетных при сличении с системой 7 прямо объясняется резким искажением формы этого поршня. Поэтому опыты с поршневой системой 7 из рассмотрения следует исключить.

Остальные эксперименты с однотипными системами рассматриваемой группы полностью повторяют результаты, обнаруженные на поршневых системах с обычными цилиндрами без противодействия. Расхождение большей частью достигают 1—2 кгс/см<sup>2</sup>, а в отдельных случаях не превышают 5,5 кгс/см<sup>2</sup> при наибольшей деформационной погрешности каждой системы 57 кгс/см<sup>2</sup>.

Указанные расхождения погрешностей с расчетными значениями для обеих групп одноименных поршневых систем не столь велики, особенно если учесть возможное влияние небольших искажений формы поршня.

Результаты сличения разноименных поршневых систем из новой серии (цилиндры с противодействием и без противодействия) приведены в табл. 5 и для одной комбинации — на рис. 5. Как видно, экспериментальные значения разности погрешностей до давления 5000—6000 кгс/см<sup>2</sup> практически совпадают с расчетными, а при более высоких давлениях обнаруживаются возрастающие расхождения, которые при 10000 кгс/см<sup>2</sup> достигают 16—23 кгс/см<sup>2</sup>. Такого рода отклонения могли явиться результатом недостаточной строгости теории или несоблюдения в опытах всех ее требований. При экспериментах с одноименными системами это не могло быть обнаружено из-за принципиальной идентичности сравниваемых систем.

Выводы теории [3] основаны на следующих допущениях:

1) распределение давления по длине зазора имеет плавный характер, и возникающие при этом деформации поршня и цилиндра описываются уравнением Ляме;

2) поршень и канал цилиндра в рабочей части имеют правильную цилиндрическую форму;

3) конструктивная форма, условия работы и способ заделки цилиндра не приводят к существенным дополнительным деформациям его рабочей части.

Справедливость первого допущения многократно подтверждена экспериментами [3], в которых исследовали скорости опускания поршня, распределение давления и т. д. при разнообразных изменениях условий опыта (изменяли величину зазора, размеры, форму и материалы поршневых систем, значения пьезокоэффициента жидкости). Отмеченное хорошее совпадение опытных и теоретических данных при сличениях разноименных систем в условиях давления до 5000—7000 кгс/см<sup>2</sup> также с несомненностью свидетельствует о соответствии деформаций уравнению Ляме. При отсутствии такого соответствия следовало ожидать значительно больших расхождений, так как деформации взятых для опытов поршневых систем существенно отличались по величине и знаку.

Нарушение второго условия — правильной формы зазора, — как было показано на примере с нецилиндрическим поршнем, может влиять на результаты опыта. Применительно к приведенным экспериментам это влияние будет рассмотрено.

Третье условие — влияние конструкции цилиндра и способа его заделки, — как это видно из рис. 6 и 7, по-видимому, должно соблюдаться для обоих типов цилиндров, так как рабочая часть в них удалена от концов. Можно ожидать появления лишь незначительных по величине деформаций, которые практически едва ли скажутся на результатах.

Что же касается условий работы цилиндров, то они существенно различны, и при известных обстоятельствах у цилиндра с противодействием могут возникать деформации, противоречащие первому допущению. На цилиндр без противодействия (рис. 6) действует только внутреннее давление в зазоре, постоянное внизу и переменное по длине зазора. Оно изменяется плавно от измеряемого до нуля. Цилиндр с противодействием (рис. 7) испытывает переменное давление в зазоре и постоянное (измеряемое) — по боковой поверхности и с торца. Под

Таблица 6

Номинальное давление, кгс/см <sup>2</sup>	Разности показаний сравниваемых поршневых систем, кгс/см <sup>2</sup>					
	8/3—1/6			IV/6—8/3		
	экспериментальная		расчетная	экспериментальная		расчетная
	до растяжения	после растяжения		до растяжения	после растяжения	
2000	4,3	3,2	3,4	2,9	—	3,3
3000	9,0	7,2	7,7	7,9	—	7,5
4000	15,0	13,8	13,7	13,7	—	13,4
5000	22,7	21,5	21,4	19,9	20,2	20,8
6000	30,6	32,6	30,8	27,9	30,4	30,0
7000	39,2	44,6	42,0	37,6	43,0	40,9
8000	50,2	56,2	54,9	47,2	54,9	53,5
9000	60,2	65,6	69,5	55,3	65,3	67,7
10000	69,7	79,0	85,7	60,8	78,8	83,5

вливающим наружного давления зазор в верхней части цилиндра уменьшается, и если начальный зазор на этом участке недостаточен, то при больших давлениях может быть полностью выбран. Этим свойством часто пользуются для уменьшения утечки жидкости при высоких давлениях.

Таким образом, у цилиндров с противодавлением при малом начальном зазоре в верхней его части местное сужение зазора нарушит условия движения жидкости и приведет к резкому перераспределению дав-

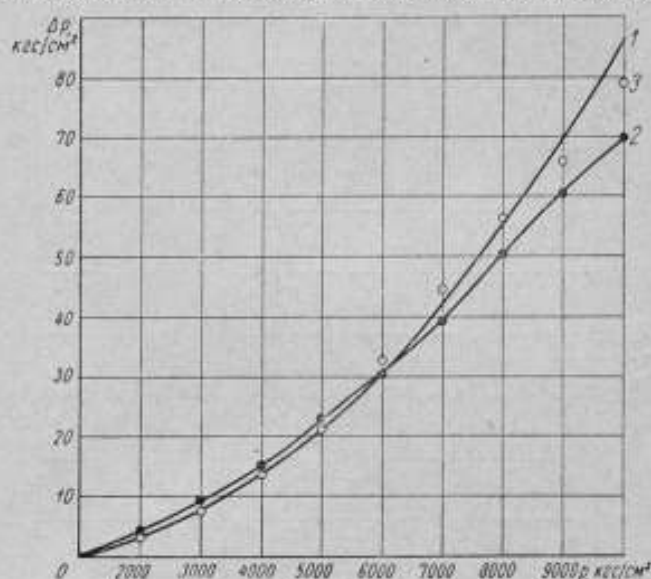


Рис. 8. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении поршневых систем 1/6 и 8/3: 1—теоретическая кривая; 2—экспериментальная кривая до растривания; 3—экспериментальные точки после растривания цилиндра системы 1/6.

ления. Появится несплавное (приближающееся к скачку) изменение давления на верхнем участке зазора, характер которого показан на рис. 7, б. Здесь кривая 1 характеризует давления, при которых зазор не выбирается, кривая 2 — предельное давление, когда зазор почти исчез. В последнем случае в верхней части цилиндра сосредоточен наибольший перепад давления, и этот участок является рабочим, определяющим эффективную площадь поршня.

Рассмотренные условия работы поршневых систем с противодавлением явно не соответствуют требованиям теории, в частности первому допущению, так как в верхнем участке зазора, представляющем теперь основную его рабочую часть, сосредоточен скачок давления, вблизи которого деформации существенно отличаются от рассчитанных по уравнению Ляме. Влияние заделки верхнего конца цилиндра теперь распространяется на всю рабочую часть зазора, в то время как при отсутствии скачка давления оно могло относиться лишь к небольшому его участку.

Таким образом, если у исследованных цилиндров с противодавлением зазоры были малы, то мы вправе ожидать появления значительных отклонений деформаций от предусмотренных теорией.

Для проверки высказанного предположения канал цилиндра с противодавлением от поршневой системы 1/6 был несколько растерт в верхней части, заново была определена начальная эффективная площадь и экспериментальное сравнение с системой 8/3 повторено. Результаты опыта приведены в табл. 6 и на рис. 8. Расположение экспериментальной кривой разности деформационных погрешностей после растривания

существенно изменилось. При давлениях до  $8000 \text{ кгс/см}^2$  экспериментальные точки почти совпали с теоретической кривой, при давлениях  $9000—10000 \text{ кгс/см}^2$  — значительно приблизились к ней.

Аналогичный опыт был проделан с поршневой системой IV/6. Результаты сличения, проведенного после растирания цилиндра этой системы, с системой 8/3 показаны на рис. 9. Все экспериментальные точки расположились около теоретической кривой. Вместе с тем из рис. 8 и 9 видно, что отмеченные отклонения, незначительные по вели-

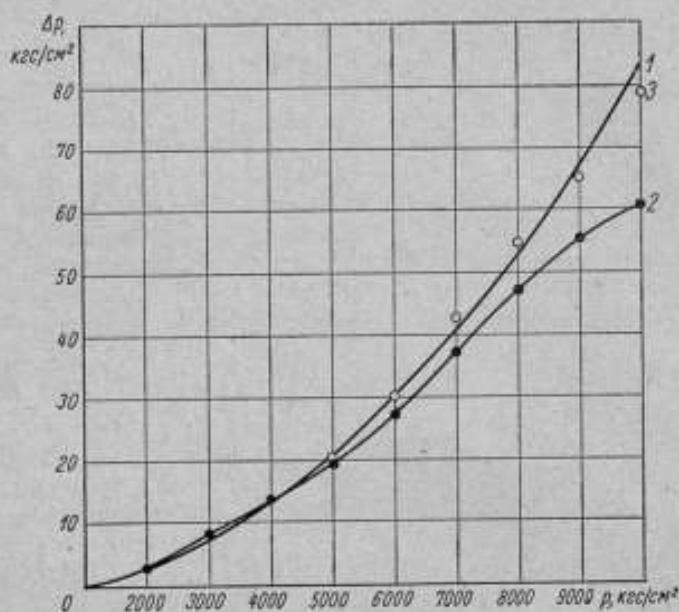


Рис. 9. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении поршневых систем IV/6 и 8/3.

1—теоретическая кривая; 2—экспериментальная кривая до растирания; 3—экспериментальные точки после растирания цилиндра системы IV/6.

чине, носят систематический характер: при давлении около  $7000 \text{ кгс/см}^2$  экспериментальные точки ложатся выше расчетной кривой, при давлении  $9000—10000 \text{ кгс/см}^2$  — ниже. Отметим, что и в опытах до растирания экспериментальные точки на начальном участке также лежат несколько выше расчетных. Это смещение точек на участке  $3000—5000 \text{ кгс/см}^2$  связано с отмеченным ранее искажением начальной формы поршня, вследствие чего появляется добавочная сила, направленная на увеличение давления на поршень. Возрастанию этой силы препятствует противоположное влияние, связанное с сужением зазора, которое у взятых поршневых систем начинало заметно проявляться при давлениях порядка  $5000—6000 \text{ кгс/см}^2$ .

В кривых, полученных после растирания цилиндров, по существу отразились эти же явления, проявляющиеся теперь при более высоких давлениях; расположение новых экспериментальных точек выше теоретических на участке  $6000—8000 \text{ кгс/см}^2$  явилось следствием искажения формы поршня. Наблюдавшийся в связи с этим подъем экспериментальных кривых теперь наступил при более высоких давлениях. Несколько увеличивалась и добавочная сила давления на поршень. «Выбор» зазора проявлялся не при  $5000—6000$ , а при  $8000—9000 \text{ кгс/см}^2$ . При дополнительном растирании канала можно ожидать, что и последние точки совпадут с теоретической кривой. Однако поставить этот опыт не удалось, так как новое расширение канала привело бы к значительным утечкам жидкости. Заметим, что рассмотренные результаты



опытов с растиранием цилиндров были опубликованы в работе [7] до того, как удалось получить уточненные значения констант упругости, использованные в данной работе. Поэтому прежняя расчетная кривая проходила несколько ниже истинной, и отклонения экспериментальных точек при средних давлениях были большими, чем на рис. 8 и 9; при давлении же  $10000 \text{ кгс/см}^2$  теоретические и экспериментальные значения почти совпадали.

Таким образом, экспериментами с растертыми цилиндрами подтверждено, что при сравнении разнотипных поршневых систем расхождение погрешностей вызваны системами с противодавлением и объясняются нарушениями, возникающими при «запирании» жидкости в «выбранном» зазоре.

На основании опытов с высокими давлениями можно сделать следующие общие выводы. Экспериментально найденные разности погрешностей поршневых систем с обычным цилиндром совпадают с вычисленными по формулам М. К. Жоховского вплоть до давления  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . Обнаруженные расхождения данных теории и опыта, не превосходящие  $0,05\%$  при предельном давлении, связаны с нарушением правильной начальной формы поршня. У поршневых систем с пределом измерения  $10000 \text{ кгс/см}^2$ , снабженных цилиндром с противодавлением, при существующем способе пригонки поршня к цилиндру приведенные выше положения справедливы до давления около  $5000\text{--}6000 \text{ кгс/см}^2$ . При более высоких давлениях наступает явление «выбора» зазора, нарушающее нормальные условия работы поршневых систем и вызывающее расхождение теоретических и экспериментальных значений поправок. При увеличении зазора в верхней части цилиндра и соответствующем контроле расчетные поправки для рассматриваемых систем можно применять до давлений  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . Для более надежного согласования теоретических и экспериментальных значений деформационных погрешностей требуется дополнительно исследовать количественное влияние отклонений от правильной формы поршня и, возможно, канала цилиндра.

#### *Опыты с давлениями до $2500 \text{ кгс/см}^2$*

Изучение деформационных погрешностей при сравнительно небольших давлениях было поставлено в связи с исследованием вопроса о возможности создания манометра с неизменяемой от давления эффективной площадью поршня\*. Для такого исследования требовался манометр сравнения, деформационные поправки которого тщательно изучены и строго известны. Необходимо было изучить по крайней мере несколько поршневых систем, что создавало возможность для взаимных перекрестных сличений.

Для достаточной деформации при взятых давлениях желательно, чтобы материалы поршневых систем имели различные константы упругости, в том числе малый модуль Юнга. Для выполнения этого условия целесообразно также применить цилиндр с противодавлением.

Поставленная задача существенно дополняла работу [5] с точки зрения применения новых материалов и рассмотренной выше новой методики определения деформационных погрешностей. Учитывая опыт с высокими давлениями, при настоящем исследовании проводили перекрестные сличения созданных поршневых систем, непосредственно измеряли диаметры поршней, а величины зазоров определяли гидродинамическим методом [3]. Измерения диаметра поршня и зазора имели особое значение в тех случаях, когда при взаимных сличениях манометров обнаруживались отклонения от теоретически вычисленных разностей погрешностей. Модули упругости и коэффициенты Пуассона всех примененных материалов тщательно определяли ульт-

\* См. статью на стр. 28.

Поршневая система	Материал		Расчетный коэффициент $\lambda \cdot 10, \text{ТсМ}^2/\text{кгс}$
	поршня	цилиндра	
С1-1	ШХ15	50ХФА	6,15
И1-1	Инвар	Инвар	9,01
Д1-1	ШХ15	Д-16/Т	15,32
И1-1	ШХ15	Инвар	8,81
И1-3	ШХ15	Инвар	8,81
И1-3	ШХ15	Инвар	8,81
С2-1	ШХ15	50ХФА	6,15
И2-1	ШХ15	Инвар	8,81
Д2-1	ШХ15	Д-16/Т	15,32

Примечание. Номинальный диаметр поршней 5 мм, отношение наружного радиуса цилиндра к внутреннему 3, предельное давление 2500 кгс/см<sup>2</sup>.

развуковым методом на образцах материалов, из которых изготавливались поршни и цилиндры (см. табл. 2).

Вначале были изготовлены три поршневые системы, имеющие цилиндры с противодавлением. В качестве материалов для цилиндров использовали сталь марки 50ХФА, инвар и дюралюминиевый сплав Д-16/Т, для поршней — сталь марки ШХ15 и в одном случае инвар.

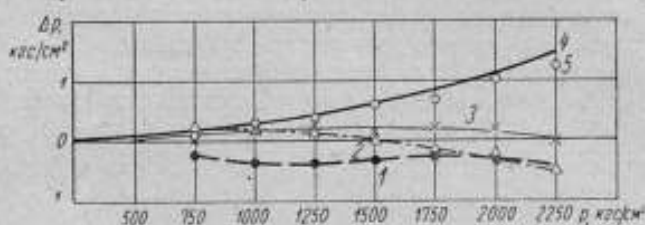


Рис. 10. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении поршневых систем, имеющих цилиндр И1-1, и различные поршни с поршневой системой С1-1:

1—экспериментальная кривая при сравнении И1-1 и С1-1; 2—то же, при сравнении И1-2 и С1-1; 3—то же, при сравнении И1-3 и С1-1; 4—теоретическая кривая; 5—экспериментальные точки при сравнении И1-3\* и С1-1.

Обозначим условно эти поршневые системы как С1-1; И1-1 и Д1-1 (буква обозначает примененный материал цилиндра — сталь, инвар, дюралюминий, первая цифра — порядковый номер цилиндра, вторая — порядковый номер поршня к данному цилиндру).

По ходу исследований поршни в одной из систем заменяли и, таким образом, образовывали новые поршневые системы. Кроме того, заново изготовили еще три системы. Общая характеристика всех примененных в исследовании поршневых систем приведена в табл. 7.

Как указывалось, взаимное сличение манометров осуществляли по методике, рассмотренной выше. При этом число измерений внутри серии и число серий иногда увеличивалось.

Результаты попарных сличений всех исследованных поршневых систем отражены в табл. 8 и являются средними значениями из всех измерений для сравниваемых систем. Как видим из таблицы, расчетные и экспериментальные значения  $\Delta p$  при сличении систем Д1-1 и И1-1 близки между собой, расхождение между ними составляет 0,1—0,4 кгс/см<sup>2</sup>. При сличении же каждой из этих систем с системой С1-1 обнаружено систематическое расхождение расчетных и опытных

Таблица 8

Номинальное давление, кгс/см <sup>2</sup>	И1-1 с Д1-1		С1-1 с Д1-1		И1-1 с С1-1		И1-2 с С1-1	
	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная
500	0,48	0,16	-0,20	0,23	—	—	0,16	0,07
750	0,49	0,35	-0,05	0,52	-0,22	0,16	0,23	0,16
1000	0,70	0,63	0,32	0,93	-0,36	0,30	0,20	0,28
1250	1,35	0,98	0,62	1,44	-0,37	0,46	0,14	0,43
1500	2,0	1,42	1,15	2,08	-0,35	0,66	0,01	0,62
1750	2,50	1,93	1,73	2,83	-0,29	0,90	-0,14	0,84
2000	2,85	2,52	2,32	3,70	-0,39	1,18	-0,35	1,10
2250	—	—	—	—	—	—	-0,56	1,39

Продолжение

Номинальное давление, кгс/см <sup>2</sup>	И1-3 с С1-1		И1-3* с С1-1		С2-1 с И2-1		Д2-1 с И2-1	
	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная
500	0,05	0,07	—	0,07	0,1	0,07	0,05	0,16
750	0,05	0,16	0,10	0,16	0,31	0,16	0,2	0,36
1000	0,15	0,28	0,25	0,28	0,55	0,28	0,5	0,65
1250	0,24	0,43	0,38	0,43	0,62	0,43	0,9	1,01
1500	0,12	0,62	0,59	0,62	0,73	0,62	1,12	1,46
1750	0,22	0,84	0,65	0,84	0,88	0,84	1,45	1,99
2000	0,15	1,10	1,03	1,10	1,18	1,10	2,10	2,60
2250	-0,05	1,39	1,20	1,39	1,14	1,39	—	—

Продолжение

Номинальное давление, кгс/см <sup>2</sup>	Д2-1 с С2-1		С2-1 с И1-3*		С1-1 с С2-1		С1-1 с И2-1	
	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная	экспериментальная	расчетная
500	0,15	0,23	0,16	0,07	0,15	0	0,03	0,07
750	0,55	0,52	0,29	0,16	0,12	0	0,20	0,16
1000	1,05	0,93	0,40	0,28	0,15	0	0,27	0,28
1250	1,55	1,44	0,64	0,43	0,15	0	0,40	0,43
1500	1,85	2,08	0,82	0,62	0,05	0	0,52	0,62
1750	2,45	2,83	0,80	0,84	0,05	0	0,73	0,84
2000	3,10	3,70	1,11	1,10	-0,12	0	0,81	1,10
2250	—	—	1,36	1,39	-0,40	0	0,87	1,39

данных, доходящее при  $p=2250 \text{ кгс/см}^2$  до  $1-1,5 \text{ кгс/см}^2$ . Результаты сличения систем И1-1 и С1-1 представлены на рис. 10 кривой 1.

Измерения диаметров поршней показали, что поршень системы С1-1 имел цилиндрическую форму, а другие два имели существенную конусность вершиной вниз. Диаметр поршня системы И1-1 в верхней части оказался на 6 мк больше, чем внизу. Аналогичные искажения имел поршень системы Д1-1.

Взамен конусного поршня к тому же цилиндру И1 был притерт новый поршень, имеющий практически на всей рабочей части строго цилиндрическую форму. Обозначим полученную систему И1-2.

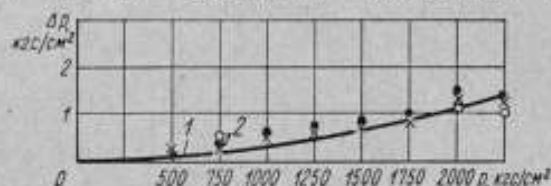


Рис. 11. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении поршневых систем С2-1 и И2-1:

1—теоретическая разность погрешностей; 2—экспериментальные значения из разных серий измерений.

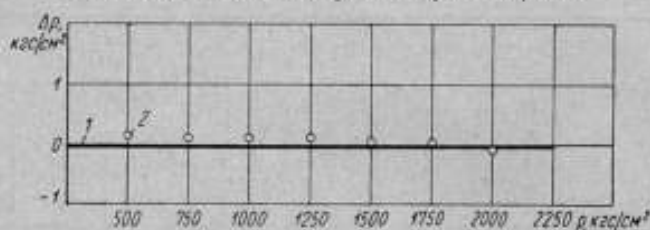


Рис. 12. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении поршневых систем С1-1 и С2-1:

1—теоретическая разность погрешностей; 2—экспериментальные значения.

Результаты сличения системы И1-2 с системой С1-1 приведены в табл. 8 и на рис. 10 (кривая 2). Экспериментальные точки на начальном участке несколько приблизились к расчетным, но на предельном давлении отклонение оказалось даже немного большим, чем в предыдущем случае.

Обследование системы И1-2 показало, что зазор при новом поршне существенно уменьшился. Это было заметно по очень малой скорости опускания поршня при работе с манометром и непосредственно подтвердилось при определении зазора гидродинамическим методом. При малой начальной величине зазора следовало ожидать «выбора» этого зазора при повышении давления (как это имело место в опытах с большими давлениями), чем и могли быть объяснены расхождения, начиная с давления  $1250 \text{ кгс/см}^2$ .

Чтобы убедиться в справедливости предположения о влиянии малого зазора, к цилиндру И1 изготовили третий поршень (И1-3) цилиндрической формы, но немного меньшего диаметра, вследствие чего в новой системе получился больший зазор. Сравнение этой системы с системой С1-1 показало (см. табл. 8 и рис. 10, кривая 3), что отклонение погрешностей несколько уменьшилось. Чтобы еще больше увеличить зазор, диаметр поршня И1-3 путем притирки дополнительно уменьшили. И при новом сличении системы (обозначим ее И1-3\*) было установлено, что теоретические и экспериментальные значения разностей деформационных погрешностей практически совпали (см. табл. 8 и рис. 10).

Таким образом, сличения рассмотренных поршневых систем по-

казали, что отклонения разностей деформационных погрешностей от расчетных были вызваны или искажением начальной формы поршня (системы И1-1, Д1-1), или работой поршневых систем в условиях, приближающихся к «запиранию жидкости» из-за малого начального зазора (системы И1-2, И1-3). Последовательное устранение этих дефектов неизменно улучшало результаты и в конечном счете привело к практическому совпадению данных теории и опыта.

Были изготовлены три новые поршневые системы С2-1; И2-2; Д2-1 из тех же материалов, причем стремились возможно точнее добиться правильной формы поршня и нормальных зазоров. Перекрестные сличения этих систем между собой и с системой С1-1 во всех случаях обнаружили весьма хорошие результаты, в некоторых случаях имелось полное совпадение с расчетными (см. табл. 8). В качестве примера на рис. 11 и 12 приводим результаты сличений некоторых систем, наглядно подтверждающие сказанное. Небольшие отклонения отдельных точек от теоретических кривых вызваны погрешностями эксперимента и небольшими отклонениями поршня (особенно на концах) от строгой цилиндрической формы, которые не удалось полностью устранить. О разбросе показаний в разных сериях измерений дает представление рис. 11.

Таким образом, сличения группы манометров, изготовленных из материалов с существенно различными константами упругости, при давлениях до 2000—2500 кгс/см<sup>2</sup> вновь подтвердили справедливость формул, предложенных в работах [2 и 3] для расчета деформационных поправок манометров, имеющих цилиндр с противодавлением. Опыт показал, что соответствие с теоретическими данными обеспечивается при правильной форме поршня и при достаточном начальном зазоре, исключая нарушение гидродинамики потока жидкости в зазоре. Для соблюдения этих условий требуется измерение поршня и контролирование зазора.

Наряду с общим решением вопроса о деформационных погрешностях манометров, имеющих цилиндр с противодавлением, решена частная задача: созданы образцовые поршневые манометры, константы и деформационные поправки которых тщательно изучены. К лучшим поршневым системам таких манометров следует отнести С1-1; С2-1; И2-1.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. «Механические измерения». Труды Моск. госуд. ин-та мер и измерительных приборов, вып. 1, М., Машгиз, 1950, стр. 3—13.
2. Жоховский М. К. Техника измерения давления и разрежения. М., Машгиз, 1952.
3. Жоховский М. К. Теория и расчет приборов с неуплотненным поршнем. М., Машгиз, 1959.
4. Жоховский М. К. Поправки поршневых манометров, вызываемые влиянием высоких давлений. «Измерение высоких давлений», Труды институтов Комитета, вып. 46 (106), М., Стандартгиз, 1960, стр. 30—42.
5. Самойлов В. Н. Экспериментальное исследование погрешностей поршневых манометров, вызываемых деформациями. «Измерение высоких давлений», Труды институтов Комитета, М., Стандартгиз, 1960, стр. 43—54.
6. Жоховский М. К. Экспериментальное определение погрешностей поршневых манометров при высоких давлениях. «Измерительная техника», 1959, № 7, стр. 11—12.
7. Жоховский М. К., Бахвалова В. В. Деформационные погрешности поршневых манометров при давлении до 10000 кгс/см<sup>2</sup>. «Измерительная техника», 1961, № 12, стр. 23—26.
8. Разумихин В. Н., Борзаунов В. А. Поршневые манометры высоких давлений. «Измерение высоких давлений», Труды институтов Комитета, М., Стандартгиз, 1960, стр. 55—61.
9. Жоховский М. К., Бахвалова В. В. Дифференциальный манометр сопротивления высокого давления. «Измерительная техника», № 3, 1960, стр. 12—15.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

*В. В. Бахвалова, М. К. Жоховский*

ВНИИФТРИ

### МАНОМЕТР С НЕИЗМЕНЯЕМОЙ ОТ ДАВЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДЬЮ ПОРШНЯ

Проанализированы условия, при которых эффективная площадь неуплотненного поршня манометра не зависит от давления. Приведено описание конструкции опытного образца манометра и данные исследований двух манометров с неизменяемой площадью поршня для давления 2500 кгс/см<sup>2</sup>. Экспериментально подтверждена правильность теоретических предпосылок, положенных в основу создания прибора. Показана возможность повышения верхнего предела измерения поршневого манометра с неизменяемой площадью.

Точность поршневых манометров, предназначенных для измерения высоких давлений, в сущности, определяется надежностью введения деформационной поправки, так как инструментальные погрешности, связанные с определением констант приборов, при современном уровне измерений могут быть достаточно малы. Несмотря на большие успехи, достигнутые в решении вопроса о деформационных погрешностях поршневых манометров как в теоретическом отношении, так и при опытном подтверждении теории\*, создание манометра, площадь поршня которого не изменяется от давления, представляло несомненный интерес. Практическое решение данной задачи привело бы к созданию рабочих эталонов высокого давления, построенных на действительно абсолютном методе воспроизведения давления в соответствии с прямым определением этой величины. В работе В. Н. Самойлова [1] на основе анализа поправочных формул была рассмотрена возможность реализации такой идеи применительно к существующим приборам. Оказалось, что подбором материала, а также размеров поршня и цилиндра можно добиться постоянства эффективной площади у дифференциального поршня; для других поршневых систем такое решение затруднительно или невозможно. В работе [2] предложен более общий путь решения задачи с применением поршневой системы специальной конструкции. В настоящей работе рассматриваются теоретические соображения, положенные в основу создания манометра с неизменяемой площадью поршня, и результаты экспериментального исследования, поставленного с целью выяснения возможности практического осуществления идеи.

Условия, при которых эффективная площадь поршня манометра практически не зависит от давления, могут быть выведены из анализа поправочных формул и основных положений теории неуплотненного поршня [3].

\* См. статью на стр. 9.

Изменение эффективной площади поршня под влиянием давления в общем виде можно представить следующим образом:

$$\Delta S = S_0 \lambda p, \quad (1)$$

где  $S_0$  — значение эффективной площади поршня при атмосферном или близком к нему давлении;

$p$  — измеряемое манометром давление;

$\lambda$  — обобщенный коэффициент изменения площади поршня, зависящий от размеров поршня и цилиндра и от упругих констант материала.

Для системы с простым поршнем и цилиндром с противодействием выражение для  $\lambda$  имеет вид:

$$\lambda = \frac{3\mu' - 1}{E'} - \frac{1}{b} \left( \kappa_6 - \frac{\kappa_5}{2} \right), \quad (2)$$

где 
$$\kappa_5 = \frac{a}{E} \left[ \frac{R^2 + a^2}{R^2 - a^2} + \mu' \right] + \frac{b}{E'} (1 - \mu'), \quad (3)$$

и 
$$\kappa_6 = \frac{a}{E} \left[ \frac{2R^2}{R^2 - a^2} - \mu' \right] + \frac{b}{E'} \mu', \quad (4)$$

здесь  $a$  и  $R$  — внутренний и наружный радиусы цилиндра;  
 $b$  — радиус поршня;

$E$ ,  $E'$ ,  $\mu$  и  $\mu'$  — соответственно модули упругости и коэффициенты Пуассона материалов цилиндра и поршня.

Выражение (1) для изменения эффективной площади поршня после замены  $\lambda$  в соответствии с (2) принимает вид:

$$\Delta S = S_0 p \frac{3\mu' - 1}{E'} - \frac{S_0 p}{b} \left( \kappa_6 - \frac{\kappa_5}{2} \right). \quad (5)$$

Как следует из работы [3],  $\Delta S$  определяется тремя составляющими:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 + \Delta S_3, \quad (6)$$

где 
$$\Delta S_1 = -2S_0 \frac{p}{E'} (1 - 2\mu') - \quad (7)$$

изменение площади торца поршня;

$$\Delta S_2 = S_0 \frac{p}{E'} (1 - \mu') - \quad (8)$$

изменение площади, вызванное наклоном боковой поверхности поршня при неравномерной его деформации из-за переменного давления в зазоре;

$$\Delta S_3 = -S_0 \frac{p}{b} \left( \kappa_6 - \frac{\kappa_5}{2} \right) - \quad (9)$$

изменение площади вследствие изменения сил жидкостного трения в деформированном зазоре.

Первый член равенства (5), равный сумме  $\Delta S_1 + \Delta S_2$ , определяется только упругими константами материала поршня. Влияние этого члена практически может быть исключено подбором материалов с  $\mu'$ , близким к 0,33, что принципиально возможно.

Рассмотрим теперь второй член уравнения (5). Он равен  $\Delta S_3$ , и, следовательно, его появление обусловлено изменением сил жидкостного трения, которое, в свою очередь, определяется деформа-

ниями поршня и цилиндра. Вычисление деформаций поршневых систем основывается [3] на известном уравнении Ляме для толстостенного цилиндра:

$$u = \frac{1-\mu}{E} \frac{a^2 p_a - R^2 p_n}{R^2 - a^2} \rho + \frac{1+\mu}{E} \frac{a^2 R^2 (p_a - p_n)}{(R^2 - a^2) \rho} + \frac{p_n a}{E} \rho, \quad (10)$$

в котором  $u$  — перемещение рассматриваемой точки;

$\rho$  — текущий радиус;

$p_a$  и  $p_n$  — соответственно внутреннее и наружное давление.

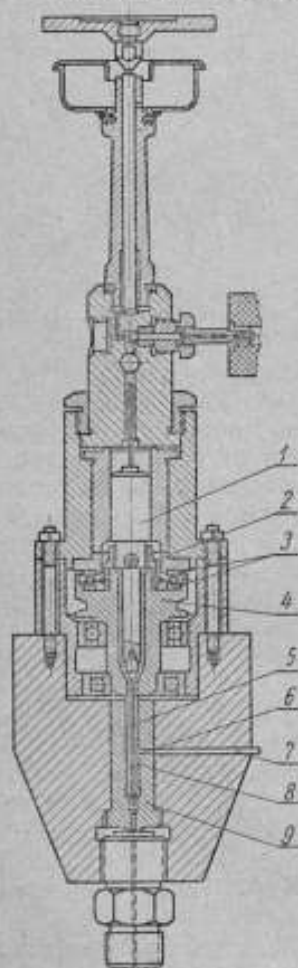


Рис. 1. Схема манометра с неизменяемой от давления площадью поршня.

давлений в зазоре между поршнем 5 и вставкой 8 и между наружной поверхностью вставки 8 и цилиндром 9 осуществляется через радиальные отверстия (не указаны на рисунке), сделанные по всей высоте гильзы 8.

Для исключения механического трения в поршневой системе высокого давления поршень 5 и гильза 8 должны вращаться с разной скоростью. Этого достигают применением привода, выполненного по типу планетарных передач. Шкив 4 вместе с подвижным кольцом упорного подшипника 3 вращается со скоростью 120 об/мин от электродвигателя с редуктором. При этом сепаратор подшипника и свя-

В равенстве (10) последнее слагаемое соответствует приращению радиуса из-за осевого сжатия цилиндра давлением с торцов.

Из уравнения (10) вытекает, что перемещения у сплошного цилиндра ( $a=0$ ) под действием наружного давления и у полого цилиндра, нагруженного изнутри и снаружи одинаковыми давлениями ( $p_a = p_n$ ), равны по величине и направлению. Применительно к поршневой системе манометра высокого давления этот вывод приводит к следующему заключению. Перемещения радиуса поршня и практически равному ему внутреннему радиусу цилиндра окажутся одинаковыми, если а) цилиндр и поршень изготовлены из материалов с одинаковыми модулями упругости и коэффициентами Пуассона и б) цилиндр нагружен одинаковым (на данной высоте) давлением со стороны зазора и снаружи и постоянным (измеряемым) давлением с торца. В этом случае зазор, а также и силы жидкостного трения останутся неизменными, второй член равенства (5) тоже обратится в нуль, и, таким образом, практически эффективная площадь поршня будет оставаться неизменной при любом давлении.

Для реализации рассмотренных условий был создан поршневой манометр с измерительным мультипликатором для давлений до 2000—2500 кгс/см<sup>2</sup>.

Прибор отличается от обычных манометров применением особой поршневой системы высокого давления и устройством привода вращения поршней (рис. 1). Поршень высокого давления 5 тщательно пригнан к тонкостенной цилиндрической вставке (гильзе) 8, внешняя поверхность которой в свою очередь притерта к каналу цилиндра 9. Выравнивание



занные с ним втулка 2, поршень низкого давления 1 и поршень 5 вращаются в ту же сторону, но со скоростью 60 об/мин. Пробуксовка сепаратора отсутствует вследствие осевого усилия от гильзы 8, которое воспринимается подшипником. Гильза 8 поджимается давлением к шкиву 4 и вращается вместе с ним со скоростью 120 об/мин.

Для исследования условий выравнивания давления в зазорах предусмотрены сменные гильзы с отверстиями разного диаметра и в различном количестве. Для наблюдения за распределением давления во внешнем зазоре между гильзой 8 и цилиндром 9 в последнем предусмотрены отверстия 6, к которым поджимаются трубки 7, оканчивающиеся обычными пружинными манометрами. Три такие трубки расположены в нижней, средней и верхней частях цилиндра.

Для намеченного исследования были изготовлены два комплекта поршневых систем с предположительно неизменяемой площадью поршня рассмотренной конструкции. В обоих комплектах поршень изготовлен из стали ШХ15, гильза и цилиндр — из стали 50ХФА. Значения упругих констант материалов — коэффициента Пуассона и модуля упругости — были определены импульсным и резонансным методами.

В первом комплекте поршневой системы применяли одну гильзу с тремя вариантами последовательно расширяемых отверстий диаметром 0,4; 0,7 и 1,0 мм. Эти отверстия расположены через 60° по окружности гильзы на винтовой линии с шагом 5 мм. Условно обозначим манометр, снабженный этой системой, в соответствии с отверстиями гильзы 1-Н-0,4, 1-Н-0,7 и 1-Н-1.

Во втором комплекте отверстия гильзы имели диаметр 0,4 мм. Расположены отверстия были аналогично первому комплекту, но шаг винта равен 3 мм. Манометр с этой поршневой системой обозначим 2-Н-0,4.

Изложенное теоретическое обоснование манометра с неизменяемой площадью основывается на следующих предположениях:

- 1) благодаря отверстиям в гильзе выравнивается давление в зазорах;
- 2) деформации цилиндра гильзы, имеющего радиальные отверстия, близки к деформации сплошного цилиндра;
- 3) в процессе выравнивания давления не нарушается ламинарное движение жидкости в зазорах.

Первое допущение не вызывает особых сомнений, так как принятые диаметры отверстий в гильзе в десятки и сотни раз больше возможной величины зазоров в поршневой системе. При установившемся движении жидкости значительного перепада давления на радиальных отверстиях не появится, и можно ожидать, что гильза будет нагружена одинаковым давлением изнутри и снаружи. Второе и третье допущения не столь очевидны.

Выравнивание давления в зазорах проверяли в опытах под давлением при последовательном увеличении диаметра отверстий в одной и той же гильзе и при постоянном контроле распределения давления во внешнем зазоре по пружинным манометрам. Тут же заметим, что такие эксперименты, проведенные в основных опытах (см. далее), показали, что распределение давления вдоль зазора при одном и том же подпоршневом давлении сохранялось практически постоянным. Это обстоятельство свидетельствует о действительном выравнивании давления в зазорах для принятых параметров поршневой системы. Если бы при меньших отверстиях полного выравнивания давления не происходило, то распределение давления вдоль зазора отличалось от распределения в других опытах.

Суждения о применимости формулы Ляме к расчету деформаций «дырчатой» гильзы и о сохранении ламинарного потока в зазорах могли быть вынесены совместно из результатов специальных опытов, поставленных для проверки постоянства эффективной площади при различных давлениях. Эти опыты предусматривали взаимное сравнение показаний исследуемого манометра с показаниями образцовых манометров, деформационные поправки которых предварительно тщательно изучены\*.

Прежде чем перейти к рассмотрению таких экспериментов, обратим внимание на дополнительные силы трения во вновь созданном манометре, вызванные несобственной скоростью опускания поршней.

В обычных манометрах с измерительным мультипликатором несобственную скорость опускания приобретает лишь поршень, нагружаемый грузами, и поршень низкого давления в результате утечки жидкости в других поршневых системах. Обычно эти скорости столь малы, что нет необходимости их учитывать.

У нового манометра несобственные скорости этих же поршней будут больше вследствие утечки жидкости через двойной зазор системы высокого давления; кроме того, несобственную скорость имеет и поршень высокого давления. Поэтому добавочные силы трения в этом манометре следует учесть или оценить.

Поправка к давлению под поршнем, вызванная его дополнительным трением, вводится достаточно строго, если известны все необходимые параметры этого поршня, по формуле:

$$\Delta p_{тр} = - \frac{2l\eta v}{bh}, \quad (11)$$

где  $l$  и  $b$  — соответственно рабочая длина и радиус поршня;

$\eta$  — вязкость жидкости;

$h$  — величина зазора;

$v$  — несобственная скорость опускания поршня.

Наибольшего значения добавочная сила трения достигает у поршня, нагружаемого грузами. Так, на первом этапе работы с новым манометром поршень, нагружаемый грузами, имел зазор 2 мк, и наибольшая поправка на вынужденную скорость опускания была эквивалентна 4—5 кгс/см<sup>2</sup> на стороне высокого давления. В дальнейшем применением поршня с большим зазором эту поправку снизили до 1,1—1,2 кгс/см<sup>2</sup>. Для поршня низкого давления поправка на трение ничтожна (вследствие большого диаметра и малой скорости его опускания) и составляет не более 0,01 кгс/см<sup>2</sup>.

Добавочная сила трения поршня высокого давления учитывается автоматически при определении его эффективной площади. Однако при высоких давлениях вследствие деформации внешнего зазора сила трения увеличивается непропорционально давлению и должна быть оценена. Используя для оценки формулу (11) и принимая максимальное значение вязкости при наибольшем измеряемом давлении, минимальное значение зазора и предельную величину скорости поршня, взятую из опыта, очевидно, получим заведомо завышенную поправку. Так, для системы 1-Н-1 при работе на смеси глицерина с 20% гликоля, где имеют место наибольшие скорости опускания, эта поправка составит 0,3 кгс/см<sup>2</sup>. В действительности для этого эксперимента, и тем более для всех остальных опытов, поправка будет значительно меньше и поэтому ее можно не учитывать.

Манометры с неизменяемой от давления площадью поршня исследовали путем взаимного сличения их с образцовыми манометрами

\* См. статью на стр. 9.

по ранее рассмотренной методике\*. В качестве образцовых были применены манометры С1-1 и И2-1, цилиндры которых выполнены соответственно из стали марки 50ХФА и инвара, а поршни — из стали марки ШХ15. Значения упругих констант материалов этих поршневых систем составляют:

	$10^{-6} E$	$\mu$
для стали марки 50ХФА . . . . .	2,12	0,29 <sub>0</sub>
• • • ШХ15 . . . . .	2,10	0,27 <sub>3</sub>
• инвара . . . . .	1,46	0,27 <sub>0</sub>

Отметим, что одним из условий полной неизменяемости эффективной площади является изготовление поршня и цилиндра из материалов, у которых  $\mu=0,33$ . В наших опытах это условие не было соблюдено, поэтому в расчетах учитывали поправку на деформацию. Эта поправка была мала и при давлении  $2250 \text{ кгс/см}^2$  составляла всего  $0,3 \text{ кгс/см}^2$ .

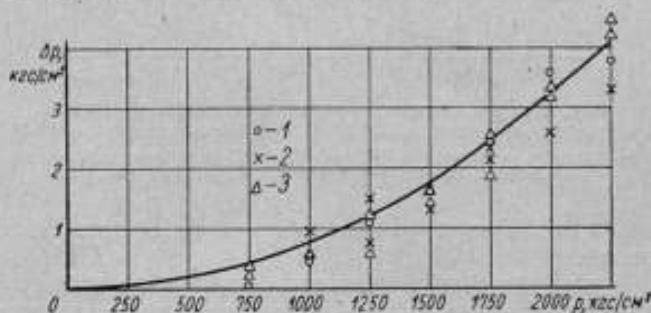


Рис. 2. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении манометров И-Н-0,7 и И2-1 на различных жидкостях:  
1—глицерине; 2—смеси глицерина и 10% этиленгликоля;  
3—смеси глицерина и 20% этиленгликоля.

Таким образом, ожидаемая расчетная разность в давлениях сравниваемых манометров практически определялась деформационными погрешностями образцовых манометров (которые, как уже упоминалось, были тщательно изучены). При сличениях в манометр с неизменяемой площадью вводили поправку на вынужденную скорость опускания поршня, нагружаемого грузами. Для этой цели при каждом заданном давлении предварительно определяли скорость опускания поршня. Результаты выполненных сличений приведены на рис. 2—5.

На основании общего рассмотрения результатов прежде всего отметим, что экспериментальные точки располагаются весьма близко от теоретических кривых, а в отдельных опытах практически с ними совпадают. Имеющиеся отклонения в подавляющем большинстве случайны по знаку и значению, составляя примерно  $0,2-0,3 \text{ кгс/см}^2$ , что лежит на границе возможностей примененного метода измерения разности давлений. Несколько большие отклонения в отдельных точках или в разных сериях измерений, по всей вероятности, следует объяснить погрешностями в расчетных значениях поправок на вынужденную скорость опускания поршня по формуле (11). Это особенно могло сказаться на первом этапе сличения, когда поправки были значительны.

Теперь рассмотрим результаты отдельных опытов. Для манометра И-Н было выполнено несколько серий измерений при различных отверстиях в гильзе и жидкостях различной вязкости. На рис. 2 приведены

\* См. статью на стр. 9.

результаты сличений манометра 1-Н-0,7 с образцовым манометром И2-1 на трех жидкостях. Одинаковые повторяющиеся при данном давлении условные обозначения (кружки, крестики и треугольники) соответствуют различным сериям измерений для взятой жидкости. Хотя значения начальной вязкости жидкостей колеблются от 2 до 15 лз\*, это не вызвало систематического хода экспериментальных кривых. Разброс отдельных точек в этих экспериментах, причина которого указана выше, оказался наибольшим. Вместе с тем, как видно из рисунка,

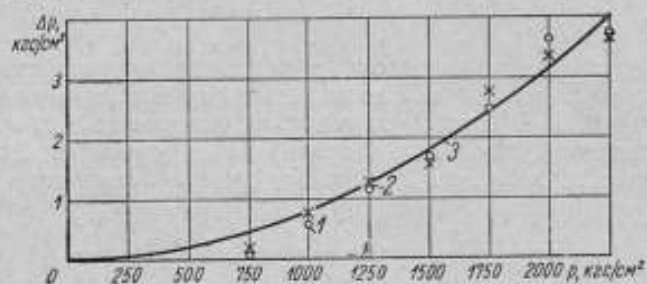


Рис. 3. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении манометров 1-Н-0,7 и 1-Н-1 с манометром И2-1: 1—сличение манометра 1-Н-0,7 с И2-1; 2—сличение манометра 1-Н-1 с И2-1; 3—теоретическое значение  $\Delta p$ .

средние значения всех точек расположились бы весьма близко к теоретической кривой.

На рис. 3 изображены результаты сличений манометра 1-Н при диаметре отверстий гильзы 0,7 и 1 мм с образцовым манометром И2-1. При сличении применили чистый глицерин. Результаты сравнений весьма близки между собой и к теоретической кривой.

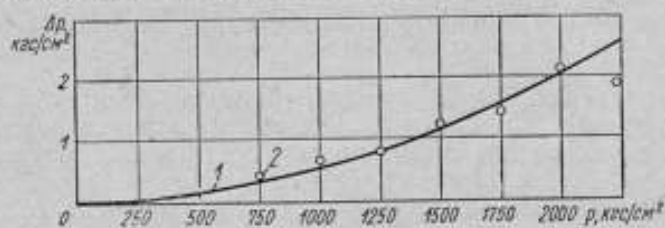


Рис. 4. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении манометров 1-Н-0,4 и С1-1: 1—теоретическое значение  $\Delta p$ ; 2—экспериментальные точки.

Сравнение манометров 1-Н-0,4 с образцовыми манометрами С1-1 на смеси глицерина с 30% этиленгликоля отражено на рис. 4. Здесь лишь одна точка сместилась с кривой, все остальные практически совпадают с расчетным значением разности погрешностей.

На рис. 5 представлены результаты сравнения манометра 2-Н-0,4 с манометром И2-1 при использовании двух жидкостей. Данные обоих опытов в нескольких точках расходятся, в то время как в других точках они совпадают или весьма близки. Средние значения из двух опытов дадут практически полное совпадение с кривой.

Все рассмотренные данные в совокупности с ранее отмеченным постоянством распределения давления вдоль зазора позволяют сделать вывод, что в условиях поставленных опытов (учитывая размеры отверстий в гильзе, примененные жидкости, предел давлений) идея созда-

\* За единицу динамической вязкости в Международной системе единиц (СИ) принят ньютон-секунда на квадратный метр ( $\mu \cdot \text{сек}/\text{м}^2$ ); 1 лз = 0,1 н.сек/м<sup>2</sup>.

ния манометра с неизменяемой под действием давления площадью поршня получила вполне надежное подтверждение. Тем самым для взятых условий опыта оправданы предположения о выравнивании давления, ламинарности потока и о совпадении деформаций «дырчатой» гильзы и сплошной. В проведенных экспериментах не было обнаружено каких-либо явлений, указывающих на то, что давления 2500 кгс/см<sup>2</sup> являются предельными для принятых допущений. Это открывает дальнейшие перспективы решения задачи при более высоких давлениях. Следует, однако, заметить, что на этом пути должны быть устранены препятствия, возникающие в связи с большой утечкой жидкости в двой-

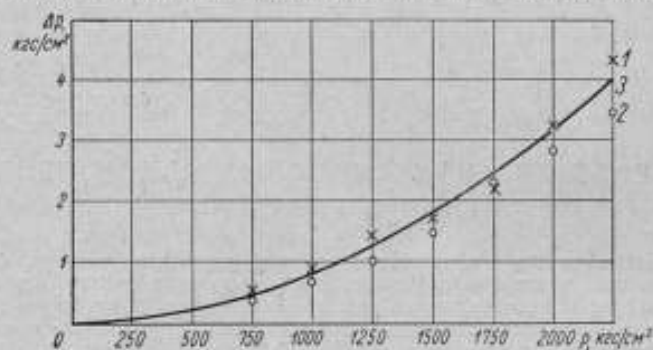


Рис. 5. График зависимости  $\Delta p$  от давления при сравнении манометров 2-Н-0.4 и И2-1 на различных жидкостях:

1—динамитном глицерине; 2—смеси глицерина и 10% этиленгликоля; 3—теоретическое значение  $\Delta p$ .

ном зазоре. Одно из возможных решений этой задачи мы видим в разработке такой конструкции поршневой системы, в которой давление в наружный зазор подавалось бы от отдельного источника.

Полученные результаты, по нашему мнению, представляют и дополнительный интерес, так как еще раз подтвердили справедливость основных предпосылок, положенных в основу теории неуплотненного поршня при высоких давлениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Самойлов В. Н. О поршневом манометре с постоянной эффективной площадью поршня. «Измерительная техника», 1955, № 4, стр. 50—52.
2. Жоховский М. К. О манометре с неизменяемой от давления площадью поршня. «Измерительная техника», 1959, № 8.
3. Жоховский М. К. Теория и расчет приборов с неуплотненным поршнем. М., Машгиз, 1959.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

## II. ИССЛЕДОВАНИЯ МАНГОМЕТРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ

УДК 531.787 : 621.316.84

*К. А. Алексеев, Л. Л. Бузова*

ВНИИФТРИ

### СВОЙСТВА МАНГОМИНОВЫХ МАНГОМЕТРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Свойства манганиновых манометров рассматриваются на основании международных данных и нового экспериментального материала, полученного авторами. Рассматриваются факторы, влияющие на зависимость сопротивления от давления и воспроизводимость показаний. Уточнен режим термообработки. Приводится зависимость сопротивления катушек со свободной намоткой от давления в области до 10000 *кэс/см<sup>2</sup>*. Для общепринятого режима термообработки указана температурная область применения манганиновых манометров. Приведены данные о температурной зависимости коэффициента давления. Даны рекомендации по изготовлению манометров.

Манганиновый манометр в настоящее время является наиболее распространенным вторичным прибором, применяемым для измерения высоких давлений. Вместе с тем его исследованию посвящено сравнительно немного работ [1—11], краткие извлечения из которых излагаются ниже.

К наиболее важным характеристикам манганиновых манометров следует отнести вид зависимости сопротивления манганина от давления и воспроизводимость показаний. Эти качества приборов зависят от состава и свойства манганиновой проволоки, а также от способа изготовления катушек, метода их искусственного старения и других обстоятельств.

В проведенных ранее исследованиях манганиновых манометров некоторые из упомянутых характеристик и особенностей технологии изготовления катушек рассмотрены, в других лишь упомянуты, некоторые вопросы вообще не получили освещения.

Авторы работ, посвященных манганиновым манометрам, единодушно отмечают, что намотка катушек манометров должна быть свободной, по возможности бескаркасной. Этот вывод не столько основывается на эксперименте, сколько является умозрительным или выводится из свойств образцовых катушек сопротивления. Относительно последних известно, что, если проволока намотана с натягом, сопротивление катушек изменяется с течением времени. Поэтому при воздействии давления на катушку, намотанную на каркас с натягом, следует ожидать, что на значение ее сопротивления может наложиться эффект, вызванный деформацией каркаса. Все авторы рассматриваемых работ изготавливали катушки со свободной намоткой. Наиболее совершенными следует признать конструкции катушек, которые описаны в работах [2], [8] и [11]. Адамс и др. [7], а также Е. В. Золотых и Л. Л. Бузова [9], в отличие от других авторов, после намотки пропитывали катушки шеллаком для жесткости.

Важным вопросом технологии изготовления катушек является также способ их искусственного старения. Михельс и Ленссен в работе [1] провели специальные исследования влияния повышенных температур на свойства манометров и нашли, что коэффициент давления манометра остается постоянным, если катушка подвергается длительному нагреванию при температуре  $140^{\circ}\text{C}$ . Повторное нагревание до  $70^{\circ}\text{C}$  такой катушки в камере давления не оказывает заметного влияния на величину коэффициента давления. Кроме того, они обнаружили, что у катушек, не подвергавшихся указанной термообработке, при их нагревании под давлением появляется гистерезис. Катушки, прошедшие термообработку при температуре  $140^{\circ}\text{C}$ , имеют меньший (на 1,5%) коэффициент давления. Эта работа убедительно доказывает необходимость включения в технологию изготовления катушки температурной обработки.

Бриджмен [5] (до Михельса и Ленссена) нашел, что длительное нагревание катушки при температуре  $140^{\circ}\text{C}$  приводит к высокому постоянству показаний манометра. Температура  $140^{\circ}\text{C}$  выбрана Бриджменом как максимальная, которую выдерживает без разрушения шелковая оплетка манганина. Впоследствии при использовании манометра в области давлений до  $30\,000\text{ кгс/см}^2$  Бриджмен не только нагревал до  $140^{\circ}\text{C}$ , но и охлаждал катушки до температуры минус  $80^{\circ}\text{C}$  [3, 6].

Изучая этот же вопрос, Адамс и др. [7] приходят к выводу, что нагревания катушек в течение 15 ч при температуре  $125^{\circ}\text{C}$  вполне достаточно для получения стабильных показаний манометра. У одного манометра, наблюдения за которым велись в течение нескольких месяцев при температуре  $35,5^{\circ}\text{C}$ , невоспроизводимость показаний оказалась в пределах 0,1%. Другой манометр давал полностью воспроизводимые показания в течение года. В то же время авторы указывают, что случайное нагревание катушки второго манометра до  $110^{\circ}\text{C}$  в течение  $1/2$  ч привело к уменьшению коэффициента давления этой катушки на 1,5%. В катушке первого манометра после нагревания до  $65^{\circ}\text{C}$  коэффициент давления уменьшился на 0,4%. Из рассмотрения данных работ [1, 2 и 7] следует, что манганиновые катушки, прошедшие в процессе изготовления термообработку при температуре до  $140^{\circ}\text{C}$ , могут быть использованы в ограниченном интервале температур, не превышающем  $50-70^{\circ}\text{C}$ .

Эберт и Гилезен [8] вопрос о термообработке катушек специально не изучали. Примененный манганин в процессе эмалирования подвергал кратковременному воздействию высоких температур и после намотки больше не старился. Необратимое изменение начального сопротивления таких манометров при нагревании до  $35^{\circ}\text{C}$  не превышало 0,001%.

Влияние повышенных температур на коэффициент давления в работе [9] не изучалось. Авторы этой работы применяли катушки, прошедшие старение при температуре  $120-140^{\circ}\text{C}$  в течение 48 ч.

Данные о характере зависимости сопротивления от давления в рассматриваемых работах противоречивы. Манганиновый манометр Бриджмена обладал линейной характеристикой при давлениях до  $13\,000\text{ кгс/см}^2$  в пределах 0,1% [3]. В области до  $30\,000\text{ кгс/см}^2$  на основании косвенных измерений Бриджмен нашел, что отклонение от линейной зависимости не превышает 1-2%, при этом экстраполированные значения оказались ниже измеренных [3, 6]. Эберт и Гилезен [8] отмечают строгую пропорциональность увеличения сопротивления по мере возрастания давления до  $12\,000\text{ кгс/см}^2$ , но численных значений не приводят. По данным Михельса и Ленссена [2], коэффициент давления уменьшается на 0,25% с увеличением давления на  $1\,000\text{ кгс/см}^2$ .

Авторы работы [7] не смогли дать ответ на вопрос о линейности. Они нашли, что коэффициент давления одних катушек увеличивается

по мере возрастания давления, других — уменьшается. Примерно то же отмечается в работе [9]: в области до 4000—5000  $\text{кгс/см}^2$  коэффициент давления для одних катушек увеличивался, для других — уменьшался. При давлениях выше 5000  $\text{кгс/см}^2$  наблюдается единообразие: коэффициенты давления всех катушек в интервале давлений от 4000—5000 до 10000  $\text{кгс/см}^2$  уменьшаются в среднем на 0,7%.

Следует полагать, что общность в характере изменения коэффициентов давления в работах [7 и 9] связана со способом изготовления катушек: в обоих случаях катушки пропитывали шеллаком. При малых давлениях, благодаря напряжениям в шеллаке, не все витки катушки воспринимают чисто гидростатическое давление. Поэтому суммарный эффект определялся свойствами манганина и нарушением напряжений в покрытых шеллаком витках катушки. Поскольку количество лака, использованного для покрытия катушки, не контролировали, то при малых давлениях его влияние проявлялось по-разному. При более высоких давлениях, как это следует из работы [9], влияние лака существенно снижалось или вообще не сказывалось.

Весьма важным является постоянство коэффициента давления катушек, изготовленных из одного, определенного сорта манганина. Бриджмен нашел, что различие в коэффициентах не превосходит 1% [5]. Эберт и Гилезен обнаружили расхождения не более 0,1%. По данным Адамса, коэффициенты давления катушек, изготовленных из одного сорта манганина, различаются иногда более чем на 4%. В работе Е. В. Золотых и Л. Л. Буровой расхождения в значениях этих коэффициентов при давлении 10000  $\text{кгс/см}^2$  не превышают 0,2%, а при давлениях до 2000  $\text{кгс/см}^2$  оно значительно больше. Такое влияние давления, по-видимому, также вызвано способом изготовления катушек (пропитка лаком). Данных по рассматриваемому вопросу в работах Михельса и Ленссена нет.

Таким образом, приведенные данные о постоянстве коэффициента давления определенного сорта манганина, по существу, совпадают. Можно утверждать, что, по крайней мере, для идентичных катушек со свободной намоткой, изготовленных по одинаковой технологии, различие в коэффициентах давления небольшое. По-видимому, при тщательных измерениях это различие не превысит значений, которые получены авторами работ [8, 9] (в области давлений больше 2000  $\text{кгс/см}^2$ ).

Данные о стабильности показаний манганиновых манометров содержатся лишь в работах [2, 7, 9]. По данным Михельса и Ленссена, невоспроизводимость показаний манганиновых манометров при давлениях до 1000  $\text{кгс/см}^2$  составляет  $\pm 0,05 \text{ кгс/см}^2$ , до 1500  $\text{кгс/см}^2$   $\pm 0,1 \text{ кгс/см}^2$  и в области от 1500 до 2500  $\text{кгс/см}^2$   $\pm 0,2 \text{ кгс/см}^2$ . В технологию изготовления катушек в работе [2] было включено длительное нагревание при 140°C и обжатие давлением около 4000  $\text{кгс/см}^2$  в течение нескольких часов. Продолжительность наблюдений над приборами авторы не указывают. Данные о стабильности приборов из работы [7] приведены выше.

В области давлений 2000—10000  $\text{кгс/см}^2$  невоспроизводимость показаний манганиновых манометров по данным работы [9] в течение примерно года была не выше 20  $\text{кгс/см}^2$ .

Большинство авторов уделяет также внимание влиянию предварительного обжатия катушки манометра давлением, превосходящим рабочее. Почти все авторы признают полезность такого обжатия, считая, что оно стабилизирует свойства катушки, однако надежных данных, характеризующих это влияние, не приводят. Однако в работе [9] отмечается, что катушки, которые не подвергались обжатию, обладали такой же стабильностью показаний, как и обжатые; в работе [10] указывается, что обжатие не оказывает заметного влияния на начальное значение сопротивления манометра.



Из рассмотрения приведенных данных следует, что наблюдаемые различия в характеристиках марганцевых манометров определяются технологией изготовления катушек и свойствами собственно марганца. Так, из работ [7, 9] видно, что влияние технологии изготовления на свойства катушек может оказаться весьма существенным. Данные Бриджмена, Михельса и Ленссена, Эберта и Гилезена, по-видимому, указывают на то, что различные сорта марганца ведут себя по-разному под действием давления. Однако в какой мере от технологии изготовления катушек зависят наблюдаемые различия в свойствах манометров, по данным перечисленных выше работ установить нельзя!

Представляется важным выделить характеристики прибора, связанные с материалом катушки и привнесенные конструкцией и способом ее изготовления. Такое разграничение, насколько это возможно, было осуществлено в новых исследованиях.

Влияние состава и свойств материала было обследовано на катушках, изготовленных из трех сортов марганца.

В нашем распоряжении был марганец марки ПЭМС (отечественный), а также марганец английского и немецкого происхождения. Относительно отечественного марганца мы располагали сведениями о процентном содержании компонентов сплава и о технологии его изготовления.

Сведения о составе английского и немецкого марганца были получены с помощью химического анализа; технология изготовления неизвестна. Как видно из таблицы, все сорта марганца в достаточной степени близки по составу.

Марганец	Состав, %				
	Cu	Mn	Ni	Fe	Al
ПЭМС	85,1—82,7	11,6—13,0	2,5—3,5	0,5	0,3
Английский	83,4	13,5	3,1	—	—
Немецкий	84,8	13,0	2,2	—	—

Вместе с тем, марганец каждого сорта различается по механическим свойствам: немецкий марганец представляет собой жесткую нагартованную проволоку, марганец марки ПЭМС — мягкий, английский марганец еще мягче. На основании этого можно предположить, что технология изготовления немецкого марганца иная, чем английского и советского.

Образцы марганца каждого сорта были представлены в виде проволоки диаметром 0,15; 0,1; 0,05 мм.

Катушки с начальным сопротивлением 100 ом изготавливали двух типов. Одни катушки наматывали свободно на каркас, представляющий собой фторопластовую шпильку диаметром и высотой около 6 мм, на бортиках которой закрепляли концы проволоки. При намотке проволоки диаметром 0,05 мм мог иметь место некоторый натяг. Катушки второго типа представляли собой тонкую спираль диаметром около 1 мм, уложенную в винтовую нарезку фарфорового каркаса.

После изготовления все катушки помещали в печь и выдерживали при температуре 130—140 °C по 8 ч в течение 5—6 дней. Ежедневно, в начале рабочего дня, до включения печи измеряли сопротивление катушек.

Были исследованы по две катушки всех сортов марганцевой проволоки диаметром 0,05 и 0,15 мм. Кроме того, из образцов диаметром 0,1 мм исследовано по 6 катушек из немецкого и отечественного марганца и 3 катушки — из английского.

Измерения позволили установить, что в результате термообработки наступает необратимое изменение начального сопротивления катушек. Эти данные для всех исследованных катушек приведены на рис. 1—3. Одно деление по оси ординат соответствует изменению сопротивления на 0,2 ом. Справа на графиках указаны в мм диаметры проволоки, в процентах — наибольшее изменение сопротивления каждой катушки от начального значения после 48 ч термообработки при 130—140 °С. Поведение марганца марки ПЭМС (рис. 1) и английского (рис. 2) качественно одинаково, но количественные изменения у английского марганца больше. Наибольшие изменения сопротив-

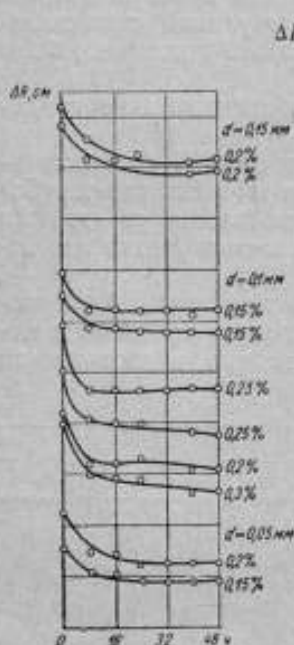


Рис. 1. Изменение сопротивления катушек из марганца марки ПЭМС в зависимости от продолжительности термообработки.

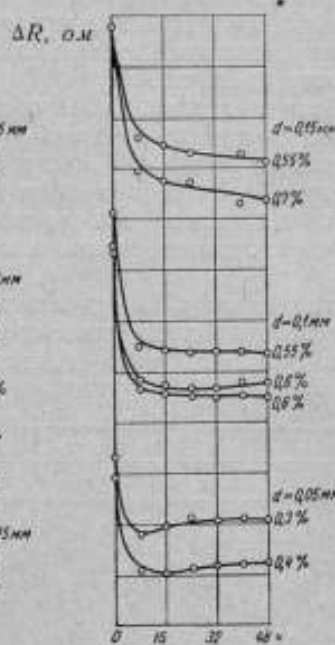


Рис. 2. Изменение сопротивления катушек из английского марганца в зависимости от продолжительности термообработки.

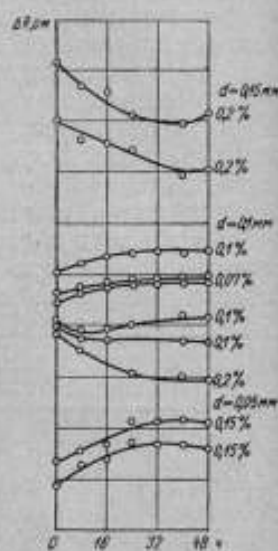


Рис. 3. Изменение сопротивления катушек из немецкого марганца в зависимости от продолжительности термообработки.

ления наступают в течение первых 16 ч термообработки, далее процесс сильно замедляется или совсем прекращается. У немецкого марганца (рис. 3) изменение сопротивлений продолжается в течение 40—48 ч, причем у одних катушек сопротивление увеличивается, у других — уменьшается. Из этих опытов следует: влияние температуры и времени ее действия неодинаково для каждого сорта марганца, что, по-видимому, связано с технологией изготовления проволоки.

На рис. 4 приведены экспериментальные кривые зависимости сопротивления от температуры для всех сортов марганца. Максимум на кривой 3 для немецкого марганца лежит в области температур 20—30 °С, на кривой 2 для ПЭМС 30—40 °С и на кривой 1 для английского 35—45 °С. Приведенные данные показывают, что по этому свойству исследованные сорта марганца четко различаются.

Изучение влияния давления на сопротивление катушек проводили на той же установке с поршневым манометром при давлениях до 10000 кгс/см<sup>2</sup>, которую применяли в работе [9]. Методика исследования также была аналогична, лишь несколько упрощена процедура измерения; для заданного давления сопротивление измеряли два раза соот-

ответственно при двух направлениях тока, питающего мостовую схему. На основании полученных данных коэффициент давления рассчитывали по формуле

$$\kappa = \frac{\Delta R}{R_0 p},$$

где  $R_0$  — сопротивление катушки при атмосферном давлении;  
 $\Delta R$  — изменение этого сопротивления при изменении давления на  $p$ ,  $\text{кгс/см}^2$ .

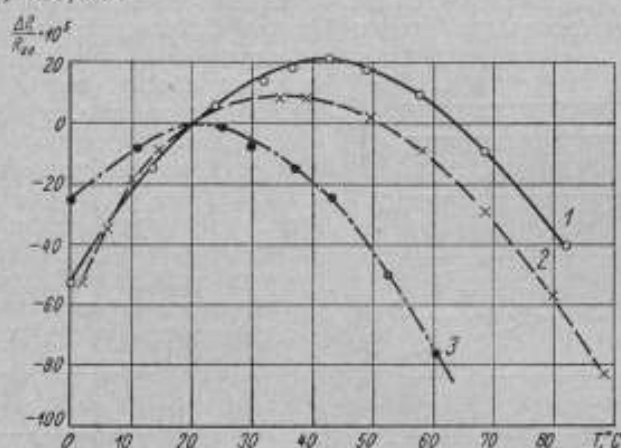


Рис. 4. Зависимость сопротивления от температуры:  
 1—английский марганец; 2—марганец марки ПЭМС;  
 3—немецкий марганец.

Результаты измерений представлены на рис. 5—7, где коэффициент  $\kappa$  отложен в функции давления.

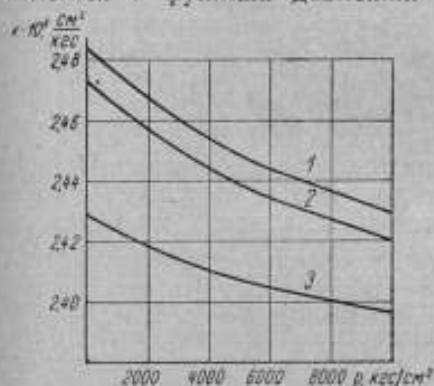


Рис. 5. Зависимость коэффициента давления катушки манометра из марганца марки ПЭМС от давления:

1—проволока диаметром 0,15 мм;  
 2—диаметром 0,1 мм; 3—диаметром 0,05 мм.

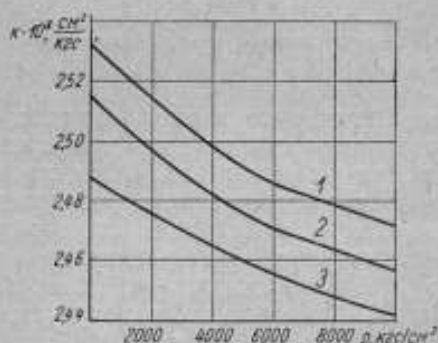


Рис. 6. Зависимость коэффициента давления катушки манометра из английского марганца от давления:

1—проволока диаметром 0,05 мм; 2—диаметром 0,1 мм; 3—диаметром 0,15 мм.

Несмотря на различие в материале и способе намотки катушек, общим для всех манометров является уменьшение коэффициента  $\kappa$  по мере увеличения давления. В области давлений до  $5000 \text{ кгс/см}^2$  уменьшение составляет в среднем  $0,2-0,3\%$  на каждые  $1000 \text{ кгс/см}^2$ . Эта величина совпадает с найденной Михельсом и Ленессеном. При более высоких давлениях коэффициент  $\kappa$  уменьшается в среднем на  $0,2-$

0,15% с увеличением давления на  $1000 \text{ кгс/см}^2$ . В пределах одного сорта манганина коэффициенты давления  $k$  группируются по диаметру проволоки, причем для немецкого и английского манганина больший коэффициент относится к тонким проволокам; для отечественного манганина результаты оказались противоположными.

Из многочисленных данных, относящихся к катушкам, изготовленным из одной и той же проволоки (сорт, диаметр) при разном способе намотки, следует, что коэффициенты давления различаются не более чем на 0,3%. Этим подтверждается вывод, сделанный в предыдущих исследованиях (исключая Адамса [7]); коэффициенты давления катушек, изготовленных из проволоки с одной шпули и прошедших одинаковую

термообработку, мало различаются. Эти опыты также подтверждают сделанное ранее предположение, что большое различие в коэффициентах давления катушек Адамса и Золотых (при малых давлениях) определялось проклейкой катушек и что принятые нами способы намотки на каркасы не влияют на коэффициент давления.

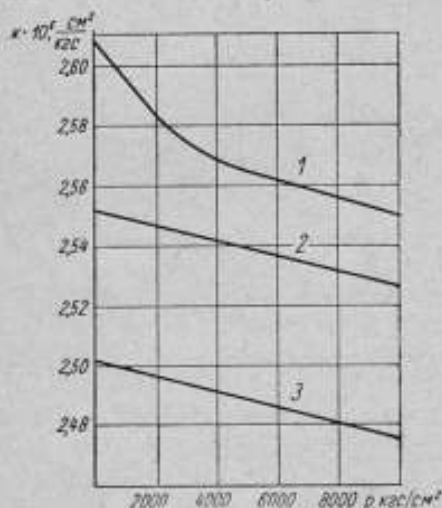


Рис. 7. Зависимость коэффициента давления катушки манометра из немецкого манганина от давления:

1—проволока диаметром 0,05 мм;  
2—диаметром 0,1 мм; 3—диаметром 0,15 мм.

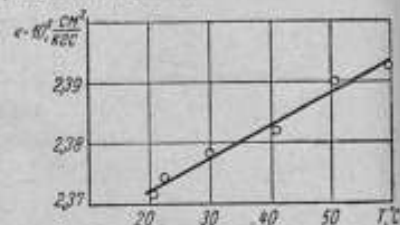


Рис. 8. Зависимость коэффициента давления катушки манометра из манганина марки ПЭМС от температуры при давлении  $9000 \text{ кгс/см}^2$ .

Отмеченное выше различие в поведении коэффициента давления в зависимости от диаметра проволоки для разных сортов манганина может указывать на различие в свойствах манганина, определяемое условиями протяжки проволоки и применением различного отжига.

При исследованиях была обнаружена малая стабильность отдельных катушек, проявляющаяся в непостоянстве нулевого сопротивления и сравнительно большой невоспроизводимости показаний при давлении. В большинстве случаев это свойство было присуще катушкам из проволоки диаметром 0,05 мм.

Отмеченные недостатки катушек удавалось уменьшить тщательной перепайкой контактов, причем выяснилось, что лучших результатов достигают, если пайка захватывает малую часть проволоки. Авторы работы [8] непостоянство начального значения сопротивления связывают со способом изготовления контактов. Они нашли, что если концы катушки припаивают перпендикулярно к основе, подобно тому, как это делается при изготовлении термометров сопротивления, то значительно повышается устойчивость нуля. Такой же способ подпайки катушек применяют в лаборатории измерения давления Национального бюро стандартов США [11].

Экспериментальные данные о влиянии температуры на коэффициент давления для манганина марки ПЭМС представлены на рис. 8.

Вычисленное из графика приращение коэффициента давления с увеличением температуры на  $1^\circ$  составляет примерно 0,022%. Для английского манганина в интервале температур  $10-30^\circ$  получено то же значение прироста коэффициента давления при повышении температуры.

Среднее увеличение коэффициента давления с повышением температуры на  $1^\circ$  составляет по данным работы [2] 0,013% в интервале температур  $20-70^\circ$ , работы [4] 0,022% в интервале  $0-50^\circ$  и 0,026% в интервале  $0-90^\circ$ , работы [7] 0,018% в интервале  $0-70^\circ$ .

Проведенное исследование позволяет сделать вывод, что манганиновый манометр, катушка которого намотана свободно и при изготовлении подвергалась длительному воздействию повышенных температур ( $130-140^\circ\text{C}$ ), обладает нелинейной зависимостью сопротивления от давления. С ростом давления коэффициент давления уменьшается. Наблюдаемая нелинейность является свойством манганина и не принесена способом изготовления манометра. Коэффициенты давления разных катушек, намотанных с одной катушки, различаются не более, чем на 0,2%. Для манганина одного сорта коэффициенты давления катушек, намотанных из проволок различного диаметра, неодинаковы. Для немецкого манганина разница достигает  $\sim 4\%$ , а для отечественного и английского манганина — разница меньше. Постоянство нулевого сопротивления и воспроизводимость показаний, по-видимому, зависят как от свойств манганина, так и от способа изготовления манометра.

При изготовлении манганинового манометра особенно тщательно следует выполнять соединения катушки с электропроводами. Это должно сочетаться со свободной намоткой катушки в конструкции, обеспечивающей беспрепятственный доступ давления к виткам. При выполнении этих условий манганиновый манометр может быть использован как очень точный прибор для измерения давления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Michels A. and Lenssen M. Proc. Akad. Sci. Amst. 32, 1379, 1929.
2. Michels A. and Lenssen M. J. Sci. Instr., 11, 345, 1934.
3. Bridgman P. W. Proc. Am. Acad. Arts. Sci., 72, 157, 1938.
4. Bridgman P. W. Proc. Am. Acad. Arts. Sci., 70, 79, 1935.
5. Бриджмен П. В. Физика высоких давлений. М., ОНТИ, 1935.
6. Бриджмен П. В. Новейшие работы в области высоких давлений, М., ИЛ, 1948.
7. Adams L. H., Goranson R. W. and Gibson R. S. Rev. Sci. Instr., 8, 1230, 1937.
8. Ebert M. und Gilessen I. Ann. d. Phys., B1, 229, 1947.
9. Золотых Е. В. и Бузова Л. Л. Изучение некоторых свойств манганиновых манометров сопротивления до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . «Измерение высоких давлений», Труды институтов Комитета, вып. 46 (106). М., Стандартгиз, 1960, стр. 62-67.
10. Александров С. П. и Верещагин Л. Ф. Электрический манометр сопротивления для высоких давлений. ЖТФ № 9, 1939, т. IX, вып. 5, стр. 843.
11. NBS. Tech. News. Bull., 40, 7, 96, 1956.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

К. А. Алексеев, Ю. А. Атанов, Л. Л. Бурова

ВНИИФТРИ

### НОВЫЙ СПОСОБ ИСКУССТВЕННОГО СТАРЕНИЯ МАНГАНИНОВЫХ МАНОМЕТРОВ

Описан новый способ высокотемпературного старения манганиновых манометров. Приведены результаты исследований свойств катушек в зависимости от температуры отжига. Установлено, что высокотемпературный импульсный отжиг уменьшает нелинейность зависимости сопротивления манганина от давления.

Для уменьшения временного изменения сопротивления катушек манганиновых манометров последние обычно подвергают длительному низкотемпературному старению. Этот способ, стабилизируя показания приборов, не может оказать существенного влияния на другие свойства манганиновых манометров. В связи с этим было изучено влияние на свойства катушек манганиновых манометров отжига импульсом тока.

Для исследования был применен нестабилизированный манганин без покрытия. Катушки имели вид спирали диаметром 0,9—1 мм, которую укладывали в винтовую нарезку фарфорового каркаса. Концы спирали припаивали к медным проволокам, укрепленным на концах каркаса. Все катушки имели сопротивление около 100 ом. Отжиг осуществляли с помощью конденсаторной батареи 800 мкф при диаметре проволоки 0,1 мм и 80 мкф для катушек из проволоки диаметром 0,05 мм. Батарею заряжали от выпрямителя и при достижении заданного напряжения закорачивали с помощью тумблера на катушку. Напряжение (в вольтах), до которого должна быть заряжена батарея, чтобы нагреть проволоку до температуры  $\Theta$ , рассчитали по формуле:

$$V = 400S \sqrt{\frac{R\Theta}{C}}$$

где  $S$  — сечение проволоки, см<sup>2</sup>;

$R$  — сопротивление катушки, ом;

$C$  — емкость, ф.

Рассчитанная на основании этой формулы температура может существенно отличаться от ее действительного значения. Опыт показал, например, что расчетная температура примерно на 100 °С выше температуры плавления манганина. Однако различие в температуре отжига катушек одного сечения при соблюдении одинаковых условий опыта существенно меньше.

Изменение сопротивления катушек, возникающее под воздействием температуры отжига, иллюстрировано рис. 1. Кривая построена по данным, полученным при отжиге различных катушек, причем каждую катушку отжигали один раз. Изменение наклона кривой, обнаруживающееся при температурах около 650 °С, вызвано сильным окислением поверхности проволоки при отжиге. Этот вывод подтверждается

тем, что температурный коэффициент катушек, отожженных при этих температурах, сильно увеличивался. Для восстановления нормального температурного коэффициента катушку необходимо было протравливать в кислоте.

После соответствующего отжига и травления катушки исследовали под давлением. Для этого их помещали в камеру высокого давления и градуировали по поршневому манометру. На рис. 2 приведены данные прироста сопротивления трех катушек, отожженных при различ-

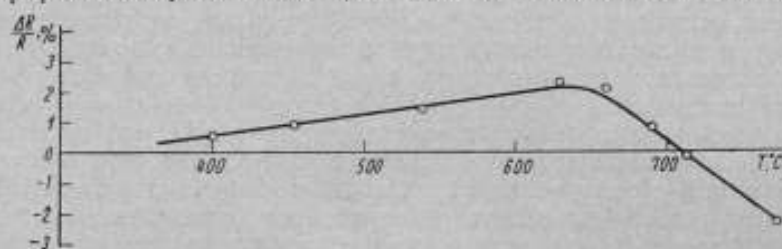


Рис. 1. Относительное изменение сопротивления катушек в зависимости от температуры нагрева

ных температурах, при увеличении давления на каждую  $1000 \text{ кгс/см}^2$  вплоть до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . Аналогичные результаты были получены для всех катушек, подвергнутых высокотемпературному отжигу. Как видно из рис. 2, для катушек, отожженных при более высокой температуре, характерен меньший наклон кривой на начальном участке. Катушка, отожженная при  $770^\circ\text{C}$ , в пределах точности эксперимента при давлениях до  $7000 \text{ кгс/см}^2$  обладает линейной зависимостью сопротивления от давления. Наряду с этим следует отметить, что высокотемпературный импульсный отжиг снижает абсолютное значение коэффициента давления. Для катушек, отожженных при температурах  $750\text{--}800^\circ\text{C}$ , уменьшение достигает  $10\text{--}15\%$ .

Для выяснения стабилизирующих свойств высокотемпературного отжига катушек наблюдали за их сопротивлением после длительного воздействия повышенных температур. Оказалось, что изменение сопротивления катушек, отожженных при  $500\text{--}600^\circ\text{C}$ , в результате последующего прогревания при  $130^\circ\text{C}$  в течение нескольких часов не превышало  $0,01\%$ . Если температура отжига катушек лежит вне интервала  $500\text{--}600^\circ\text{C}$ , то изменение сопротивления после температурной обработки при  $130^\circ\text{C}$  становится в  $5\text{--}10$  раз больше указанного.

Окисление проволоки при высокотемпературном отжиге приводит к нежелательному нарушению гомогенности вследствие изменения ее состава по сечению. Для исключения окисления опыты были повторены на марганцовой проволоке (с покрытием) марки ПЭМС диаметром  $0,1 \text{ мм}$ . Начальное сопротивление катушек, намотанных из этой проволоки и отожженных импульсным методом при температуре, не вызывающей разрушения покрытия, повысилось на  $0,7\text{--}0,8\%$ . Такому из-

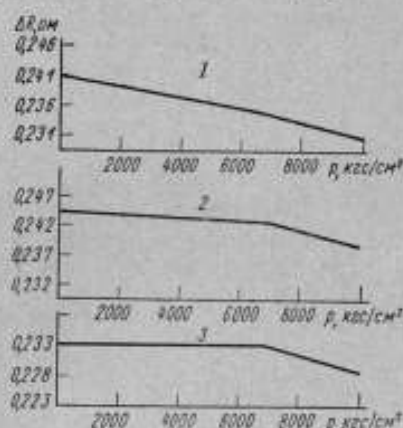


Рис. 2. Изменение приращения сопротивления катушек, отожженных при различных температурах, при увеличении давления на каждую  $1000 \text{ кгс/см}^2$ :  
1 — отжиг при  $T=350^\circ\text{C}$ ; 2 — при  $T=480^\circ\text{C}$ ;  
3 — при  $T=770^\circ\text{C}$ .

менению сопротивления соответствует температура отжига 400—450 °С (см. рис. 1). Зависимость сопротивления от давления у этих катушек оказалась такой же, как и у катушек без покрытий, отожженных при тех же температурах. Катушки из марганца марки ПЭМС оказались более стабильными в отношении действия повышенных температур, чем катушки из проволоки без покрытий, отожженные при температуре менее 500 °С. Нагрев в течение 14 ч при 130 °С изменяет сопротивление этих катушек не более чем на 0,01%, т. е. так же, как и у катушек без покрытий, отожженных при 500—600 °С. Это различие в сопротивлении катушек из проволоки с покрытием и без покрытия, по-видимому, является следствием исключения процесса окисления при отжиге проволоки без покрытия.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что высокотемпературный импульсный отжиг обладает некоторыми преимуществами по сравнению с низкотемпературным длительным старением. Применение импульсного отжига ускоряет процесс изготовления катушки и уменьшает нелинейность зависимости сопротивления от давления. Как уже отмечалось выше, температура, которую кратковременно выдерживает лак ВЛ-7, применяемый при эмалировании марганца марок ПЭМС, ограничивает возможность этого метода. В этой связи представляется заманчивым использовать лаковые покрытия, способные выдержать более высокую температуру.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

УДК

вост  
турн  
набл  
ленн  
целе

жиг  
мос  
6000  
на с  
соп  
вое  
для  
дтн  
не з  
мет  
I  
дов  
вог  
ния  
про  
кату  
кату  
ман  
на I  
мен  
диа  
кас  
выс  
в ул  
К к  
мед  
кон



К. А. Алексеев, Л. Л. Бурова, Е. М. Иванова

ВНИИФТРИ

### ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ИМПУЛЬСНОГО ОТЖИГА НА СТАБИЛЬНОСТЬ ПОКАЗАНИЙ И ДРУГИЕ СВОЙСТВА МАНГАНИНОВЫХ МАНОМЕТРОВ

Описана новая конструкция манганинового манометра. Приводятся результаты исследований при давлениях до  $16000 \text{ кгс/см}^2$  катушек, обработанных высокотемпературным импульсным отжигом. Исследование предусматривало продолжительное наблюдение за стабильностью показаний манометров во времени, а также установление характера зависимости сопротивления от давления. Исследование подтвердило целесообразность применения высокотемпературного отжига катушек.

Как показали исследования,\* высокотемпературный импульсный отжиг катушек манганиновых манометров приводит к тому, что зависимость сопротивления от давления оказывается линейной до давлений  $6000\text{--}7000 \text{ кгс/см}^2$ . Длительное воздействие повышенных температур на отожженные таким способом катушки не изменяет их начального сопротивления. Эти обстоятельства указывают, что низкотемпературное старение целесообразно заменить импульсным отжигом. Однако для окончательного суждения необходимо экспериментально подтвердить, что стабильность показаний таких манометров, по крайней мере, не хуже показаний приборов, катушки которых состарены обычным методом.

В связи с успехами в области поршневой манометрии такое исследование оказалось возможным провести впервые с помощью поршневого манометра при давлениях до  $16000 \text{ кгс/см}^2$ . Поэтому, кроме изучения стабильности, представляло интерес уточнить вид зависимости сопротивления от давления в области до  $16000 \text{ кгс/см}^2$ , влияние обжатия катушек давлением и различие в значении коэффициента давления катушек, намотанных из проволоки с одной шпули.

Для проведения исследования была разработана новая конструкция манганинового манометра\*. Конструкция датчика манометра показана на рис. 1. Катушка 1 представляет собой тонкую спираль диаметром менее 1 мм, намотанную из манганиновой проволоки марки ПЭМС диаметром 0,1 мм и уложенную в продольные пазы стеатитового каркаса 2. Концы спирали привязаны шелковой ниткой к цилиндрическому выступу 3 на каркасе. С помощью этого выступа каркас укрепляют в углублении на изолированном конусе 5 корпуса электропровода 6. К корпусу датчика и к изолированному конусу припаивают лепестки медной фольги 4 с отверстиями на конце. В эти отверстия вставляют концы спирали катушки и со стороны выступающих кончиков спаивают

\* См. статью на стр. 44.

с фольгой. При таком способе изготовления контактов можно контролировать толщину спая, которая не должна превышать 0,5 мм. Если толщина спая больше 0,5 мм, то излишки олова снимают надфилем. На уступе корпуса датчика укрепляют латунный чехол 8 для защиты катушки от механических повреждений. К меньшему основанию изолированного конуса припаян марганциновый провод 7 диаметром 0,5 мм в хлорвиниловой изоляции. Другой конец этого провода закреплен снаружи в корпусе датчика.

После сборки датчика катушки отжигали импульсом тока с помощью конденсаторной батареи емкостью 800 мкф. Напряжение заряда должно быть таким, чтобы сопротивление в результате отжига изменилось приблизительно на 0,7—0,8%.

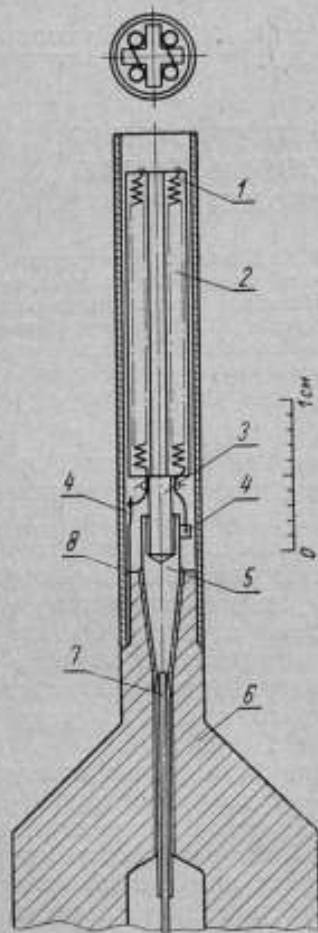


Рис. 1. Конструкция датчика марганцевого манометра.

Измеряли сопротивления катушек при всех исследованиях потенциометрическим методом. На установку с поршневым манометром одновременно устанавливали три камеры с датчиками. На рис. 2 представлена схема подключения датчиков к потенциометру. Масляный переключатель  $\Pi_1$  предназначен для очередного включения датчиков  $x_1, x_2, x_3$  в измеряемую цепь. С помощью масляного переключателя  $\Pi_2$  измеряли падение напряжения на образцовой катушке ОК и на одном из датчиков.

Измеряемое сопротивление каждого датчика складывалось из сопротивления собственно катушки и сопротивления марганцевого провода (диаметр 0,5 мм). Для того чтобы сопротивление датчика, вновь поставленного в ка-

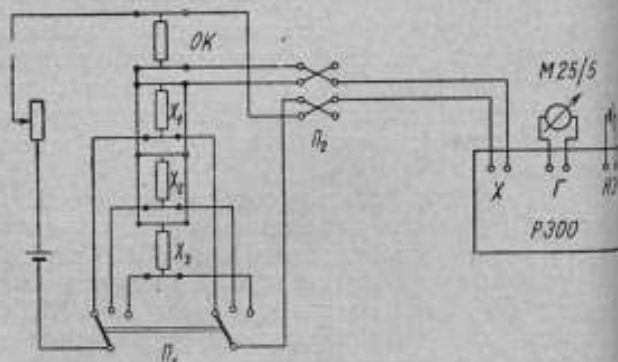


Рис. 2. Схема подключения датчиков к потенциометру.

меру, не менялось из-за неопределенности места подпайки токовых и потенциальных проводов, к марганцевому проводу при сборке датчика припаявали на конце два усика. Такие же усика укрепляли в корпусе камеры и спаивали с ними токовые и потенциальные провода. При таком способе включения датчика в схему причины нестабильности показаний может быть только в самой катушке и подводящем проводе, сопротивление которого 0,01 ом. Возможные изменения сопротивления провода во времени, при чувствительности схемы  $2 \cdot 10^{-4}$  ом, не могли быть обнаружены в процессе эксперимента.

Таким образом, при испытании манометров нестабильность их показаний обусловлена свойствами катушки и контактов в камере высокого давления, что соответствует обычному условию использования манганинового манометра на практике.

Показания датчиков снимали при давлениях до  $16000 \text{ кгс/см}^2$  через каждые  $2000 \text{ кгс/см}^2$ . Фиксированные значения давлений задавали с помощью грузов поршневого манометра.

Для исследования было изготовлено девять датчиков. Наблюдения за стабильностью проводились сериями по 8—10 градуировок в каждой. За время около полугода было проведено четыре серии градуировок.

Было установлено, что среднеквадратичные отклонения  $\sigma$  изменения сопротивления при давлениях до  $16000 \text{ кгс/см}^2$  по всем сериям градуировок и для всех датчиков не превышали  $0,0015 \text{ ом}$ . Для катушки сопротивлением  $100 \text{ ом}$  это соответствует погрешности в измерении давления манганиновым манометром, равной  $6\text{--}7 \text{ кгс/см}^2$ . Макси-

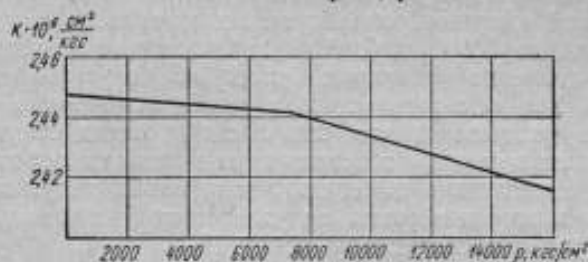


Рис. 3. Зависимость коэффициента давления манганинового манометра от давления

мальная погрешность измерения  $\delta_{\text{lim}} = 3\sigma$  составляет около  $20 \text{ кгс/см}^2$ , что совпадает с результатами исследования\* катушек, прошедших старение обычным методом. Характерный вид зависимости сопротивления от давления представлен на рис. 3. Здесь приведена зависимость коэффициента давления от величины давления для одного из исследованных датчиков. Аналогичные кривые получены для других датчиков. Как видно из рисунка, на начальном участке до  $6000\text{--}7000 \text{ кгс/см}^2$  коэффициент давления уменьшается на  $0,03\%$  на каждую  $1000 \text{ кгс/см}^2$ ; при более высоких давлениях на  $0,12\%$ .

Погрешность в измерении давлений до  $6000 \text{ кгс/см}^2$  не превысит  $6 \text{ кгс/см}^2$ , если принять постоянное значение коэффициента, равное его среднему значению в этом интервале давлений. Для более высоких давлений необходимо значение коэффициента брать из графика или же при расчете давлений пользоваться формулой:

$$p_{>6000} = \frac{\Delta R}{R_0 k} \left[ 1 + \frac{(p_0 - 6000)}{1000} \cdot 0,12 \right],$$

где  $k$  — средний коэффициент давления в области  $1\text{--}6000 \text{ кгс/см}^2$ ;

$\Delta R$  — приращение сопротивления, соответствующее измеряемому давлению;

$$p_0 = \frac{\Delta R}{R_0 k}.$$

Из проведенных исследований удалось установить, что коэффициенты давления для данного  $p$  у всех испытанных датчиков отличались не более чем на  $1\%$ , т. е. примерно в 3 раза выше, чем у датчиков, про-

\* Е. В. Золотых, Л. Л. Бурав в. Изучение некоторых свойств манганиновых манометров сопротивления до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . Труды институтов Комитета, вып. 46(106). М., Стандартгиз, 1960.

шедших старение при низкотемпературной обработке. Такой разброс в значениях коэффициента связан с условиями отжига, воспроизвести которые строго идентично невозможно.

На основании опытных данных, позволяющих судить о влиянии на датчики обжатия давлением, было установлено, что начальные сопротивления всех датчиков, измеренные до воздействия давления и после многократного нагружения давлением  $16000 \text{ кгс/см}^2$ , отличаются не более чем на  $0,005 \text{ ом}$ , что лежит в пределах невоспроизводимости показаний прибора. Этот результат, впервые полученный из измерений при давлениях до  $16000 \text{ кгс/см}^2$ , по-видимому, подтверждает высказанное ранее мнение о важном значении правильной пайки контактов.

При изготовлении контактов, расположенных в камере высокого давления, проволока датчика была спаяна нами из длине около  $0,5 \text{ мм}$ . Такой способ следует рекомендовать при изготовлении манганиновых манометров.

Таким образом, в результате исследования показано, что стабильность показаний катушек, обработанных импульсным методом, в области давлений до  $16000 \text{ кгс/см}^2$  оказалась такой же, как и катушек, прошедших старение обычным способом и при давлениях до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . Это обстоятельство, а равно отмеченные ранее другие преимущества указывают, что импульсный метод старения катушек с успехом может заменить общезвестный низкотемпературный метод. Вместе с тем необходимо отметить, что у новых катушек, изготовленных из одного и того же мотка, не удается получить значение коэффициента давления с постоянством менее  $1\%$ .

Статья поступила в сентябре 1962 г.

К. А. Алексеев

ВНИИФТРИ

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ УСЛОВИЯ В КАМЕРЕ МАНГАНИНОВОГО  
МАНОМЕТРА ПРИ ЕГО ГРАДУИРОВКЕ

Приводятся исследования влияния температуры рабочей жидкости во время градуировки манганинового манометра на стабильность его показаний. Для измерения температуры в камере применен термистор. Показано, что температура компрессируемой жидкости при давлениях до  $10000 \text{ кгс/см}^2$  изменяется в пределах нескольких градусов. Для исключения влияния температуры необходимо производить отсчеты показаний манганинового манометра спустя 4–5 мин после изменения давления.

При градуировках манганиновых манометров было обнаружено, что их показания не следуют мгновенно за значением давления, определяемым поршневым манометром: устойчивые показания устанавливаются после нескольких минут выжидания. Такое же явление ранее было отмечено в работе [1] и охарактеризовано как запаздывание реакции на давление, присущее манганиновому манометру. Кроме того, в период градуировки наблюдалось явление, по своему характеру напоминающее гистерезис. Оно заключается в том, что показания манганинового манометра при увеличении давления не соответствуют показаниям при его уменьшении. Оба эти явления могут быть объяснены изменением температуры компрессируемой жидкости при изменении давления.

Чтобы убедиться в том, что указанные явления вносятся условиями градуировки, а не присущи манганиновому манометру, был обследован температурный режим в камере такого манометра.

Для измерения температуры мы использовали термистор типа Т8-М, применяемый для измерения мощности с. в. ч. диапазона. Термистор (рис. 1) представляет собой крошечную бусинку, заключенную в эвакуированную ампулу, в которой для подвода давления просверливали отверстие. Применению термистора для заданной цели предшествовало изучение влияния давления и температуры на его свойства. В результате обследования было установлено, что температурный коэффициент  $\alpha$  термистора в пределах погрешности опыта не зависит от давления и температуры. В интервале от 1 до  $10000 \text{ кгс/см}^2$  и при температуре от комнатной до  $90^\circ \text{C}$  оказалось, что  $\alpha = 3,55 \cdot 10^{-2}/^\circ \text{C}$ . Зависимость сопротивления термистора  $R$  от давления  $p$  при постоянной температуре выражается формулой:

$$R = R_0 e^{-\kappa p},$$

где  $R_0$  — сопротивление термистора при  $p=0$ ;

$\kappa$  — коэффициент давления,  $\kappa = -\frac{\partial \ln R}{\partial p}$ .

Коэффициент давления в области температуры от 10 до 50 °С увеличивается с ростом температуры примерно на 16%, при температуре 25,5 °С равен  $3,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{кгс}$ .

При изучении температурного режима в камере создавали условия, аналогичные тем, при которых градуируют манганиновый манометр. Установка для давления на  $10000 \text{ кгс/см}^2$ , примененная в исследовании [2] для градуировки манганиновых манометров, состоит из поршневого манометра, мультипликатора, двух насосов и ряда вспомогательных устройств. Давления до  $1000 \text{ кгс/см}^2$  создаются с помощью насоса предварительного давления; более высокие давления — мультипликатором, приводимым в действие другим насосом. Поршневой манометр снабжен контактным устройством, автоматически выключающим насос по достижении заданного давления. Последнее определяется весом грузов, наложенных на измерительный поршень манометра, который под их воздействием опускается и замыкает контакты, включающие насос. Когда созданное насосом давление достигает заданной величины, поршень поднимается и, разрывая контакт, выключает насос. В это время в установке создано давление, определяемое наложен-

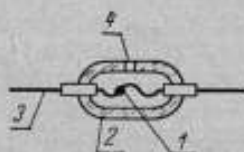


Рис. 1. Конструкция термистора типа 118М:

1 — термочувствительное сопротивление; 2 — стеклянная ампула; 3 — электроды; 4 — отверстие в стеклянной ампуле для подвода давления.

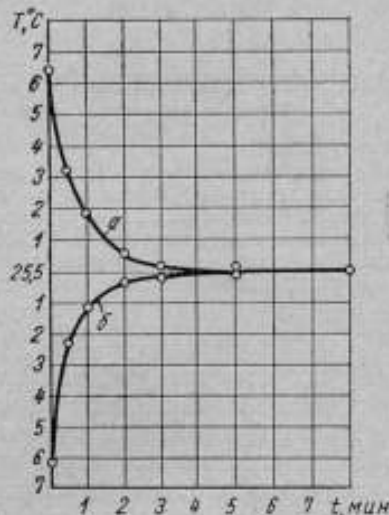


Рис. 2. Изменение температуры бензина в камере с момента установления давления  $3000 \text{ кгс/см}^2$ :

а — охлаждение после нагревания при увеличении давления с 2000 до  $3000 \text{ кгс/см}^2$ ; б — нагрев после охлаждения при уменьшении давления с 4000 до  $3000 \text{ кгс/см}^2$ .

ным грузом поршневого манометра. При опускании поршня (из-за естественных утечек жидкости в зазоре) вновь срабатывает контактное устройство, и поршень поднимается в рабочее положение, которое и сохраняет его в течение некоторого времени. Работа насоса практически не повышает давления в системе и затрачивается лишь на поднятие поршня манометра. Таким образом, обеспечивается постоянство давления в пределах  $1 \text{ кгс/см}^2$  на всем диапазоне до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ .

Давление в опытах с термистором повышали ступенями через  $1000 \text{ кгс/см}^2$  с помощью насоса, уменьшали теми же ступенями вручную, выпуская масло через ventиль.

Методика изучения температурного режима в камере с помощью термистора сводилась к следующему: при повышении или понижении давления указанными ступенями сопротивление термистора изменялось вследствие изменения давления и температуры компримируемой жидкости. Изменение сопротивления компенсировалось регулируемым плечом моста так, чтобы схема находилась в равновесии (ток через термистор не превышал 3—5 мкА и не вызывал его нагрева). Так как давление  $1000 \text{ кгс/см}^2$  нарастало приблизительно за 40 сек, то поддерживать мостовую схему в равновесии было легко. В момент выключения

насоса, когда давление в установке достигало заданной величины, записывали первое значение сопротивления, затем записи следовали через 0,5; 1; 3; 5 и 8 мин. Аналогично измеряли сопротивление термистора после снижения давления на каждую 1000 кгс/см<sup>2</sup>.

Результаты экспериментов, отражающие изменение температуры бензина в камере во времени с момента установления заданного давления представлены на рис. 2—4. С помощью термостата в камере поддерживали температуру 25,5 °С. Как видно из рисунков, кривые нагревания и охлаждения располагаются почти симметрично. Некоторая асимметрия, по-видимому, вызвана различной скоростью нарастания давления при работе насоса и уменьшении давления вручную. Следует отметить также, что большие изменения температуры возникают при малых давлениях. Это связано, вероятно с большей сжимаемостью бензина при таких давлениях.

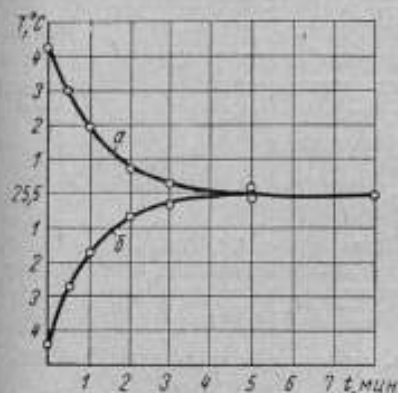


Рис. 3. Изменение температуры бензина в камере с момента установления давления 6000 кгс/см<sup>2</sup>:

*a*—охлаждение после нагревания при увеличении давления с 5000 до 6000 кгс/см<sup>2</sup>; *b*—нагрев после охлаждения при уменьшении давления с 7000 до 6000 кгс/см<sup>2</sup>.

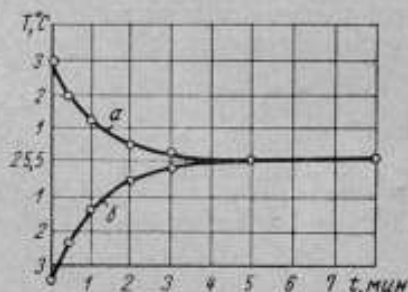


Рис. 4. Изменение температуры бензина в камере с момента установления давления 9000 кгс/см<sup>2</sup>:

*a*—охлаждение после нагревания при увеличении давления с 8000 до 9000 кгс/см<sup>2</sup>; *b*—нагрев после охлаждения при уменьшении давления с 10000 до 9000 кгс/см<sup>2</sup>.

Таким образом, измерения температуры в камере полностью подтвердили высказанные предположения.

В момент достижения заданного давления в камере температура изменяется на 6—7 °С при малых давлениях и на 3—4 °С при больших. Спустя 3—4 мин после установления давления температура отличается от равновесной примерно на 0,3—0,4 °С. Если в среднем принять изменение температуры равным 4 °С, то погрешность измерения сопротивления манганинового манометра составит  $\Delta R = \alpha \Delta T = 4 \cdot 10^{-5}$  ом на каждый 1 ом сопротивления катушки (здесь  $\alpha = 1 \cdot 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$  — температурный коэффициент манганина в области комнатных температур). В пересчете на давление для катушки манометра с сопротивлением 100 ом погрешность измерения давления достигнет

$$\Delta p = \frac{4 \cdot 10^{-5}}{2,5 \cdot 10^{-9}} = 16 \text{ кгс/см}^2.$$

При больших изменениях температуры, имеющих место в действительности, погрешность манганинового манометра несколько возрастет.

Приведенный расчет показывает, что если отсчет показаний манометра производить сразу по достижении заданного давления, без соответствующей выдержки, то это приведет к систематическим погрешностям манганинового манометра. Искажение его показаний может иметь различное направление, в зависимости от значения температуры, так как кривая сопротивление—температура для манганина имеет макси-

мум. Отсюда понятно, что изменение сопротивления манганинового манометра, наблюдаемое в течение некоторого времени после установления постоянного давления, внешне проявляется в запаздывании реакции, а расхождения в показаниях манганинового манометра при повышении и понижении давления в период градуировки внешне напоминают явление гистерезиса.

Следует заметить, что оба эффекта — «гистерезис» и «запаздывание» — в реальных условиях могут быть существенно большими, благодаря возникновению т. э. д. с. в местах спаев манганина с подводными проводами, если эти спаи находятся в разных условиях и обладают различной тепловой инерционностью, например, если один из контактов подпаян к корпусу, а другой — к стержню электропровода.

Для исключения упомянутых погрешностей следует производить отсчеты показаний манганинового манометра спустя 4—5 мин после установления давления. В этом случае изменение температуры составит не более  $0,4^{\circ}\text{C}$  и, как показывает приведенный выше расчет, погрешность измерения давления не превысит  $1,6 \text{ кгс/см}^2$ , что практически не отразится на результатах градуировки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Darling H. E. and Newhall D. H. Trans. of the ASME, 3, 311, 1953.
2. Золотых Е. В. и Бурова Л. Л. Изучение некоторых свойств манганиновых манометров сопротивления до  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . «Измерение высоких давлений», Труды институтов Комитета, вып. 46 (106). М., Стандартгиз, 1960, стр. 62—67.

Статья поступила в сентябре 1962 г.



*В. В. Бахвалова, М. К. Жоховский*

ВНИИФТРИ

### ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МАНОМЕТР СОПРОТИВЛЕНИЯ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Описаны принцип действия и результаты исследований дифференциального манометра сопротивления, применяемого для измерения малых разностей при больших по абсолютной величине давлениях. В приборе применены две катушки сопротивления, подвергающиеся воздействию давлений из разных источников. С помощью манометра возможно прямое измерение давления, поданного на одну из катушек. Показано, что непостоянство показаний дифференциального манометра на малых перепадах (от 5 до 200 кгс/см<sup>2</sup>) при абсолютной величине сравниваемых давлений 2000—9000 кгс/см<sup>2</sup> составляет от 6 до 1% измеряемой разности.

В работе [1] кратко упоминалось о применении дифференциального манометра сопротивления при экспериментальном определении деформационных погрешностей поршневых манометров. Ниже приводится описание и результаты некоторых исследований такого манометра, а также рассматриваются примеры его использования в экспериментах с высокими давлениями.

Устройство и принцип действия дифференциального манометра сопротивления видны из схемы, представленной на рис. 1. В корпусе 4 прибора расположены датчики 8 и 9 с катушками сопротивления 7 и 10. Датчики уплотнены обычными прокладками с некомпенсированной площадью. Оба конца катушек сопротивления выведены наружу через обычные конусные электровводы. Полости, в которых помещены катушки, подводятся каналами 6 и 11 соединены с источниками высоких давлений  $p_1$  и  $p_2$ , разность которых должна быть измерена. Подводящие каналы могут быть соединены или разобщены между собой с помощью иглы 5 вентиля. Подача иглы осуществляется под действием давления, поступающего от насоса или ручного пресса 1 на поршень 2.

Для поджатия сальникового уплотнения 12 иглы 5 используется отдельный поршень 3, который воспринимает давление от насоса, питающего нижнюю сторону мультипликатора установки. При одновременной подаче давления в мультипликатор и на поджатие уплотнения в последнем автоматически устанавливается напряжение, превосходящее созданное в установке высокое давление. Это условие выполняется при соответствующем выборе размеров уплотнения и поршня. Такой способ автоподжатия успешно используется для уплотнения штока у мультипликаторов высокого давления [2].

Катушки манометра включают в обычную мостовую схему с компенсируемым плечом, как показано на рис. 2, где  $R_1$  и  $R_2$  — начальные сопротивления катушек 8 и 9,  $R_3$  — постоянное образцовое сопротивление и  $R$  — начальное сопротивление магазина, при котором мост сба-

лансирован без давления в манометре. Через  $\Delta R_1$  и  $\Delta R_2$  обозначены изменения сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$  из-за давления, а через  $\Delta R$  — соответственное изменение сопротивления магазина, которое компенсирует разбаланс моста, вызванный действием давления.

Если в дифференциальный манометр при перекрытом вентиле (см. рис. 1) поданы неизвестные давления  $p_1$  и  $p_2$ , причем  $p_1 \neq p_2$ , то из условия равновесия моста следует:

$$\frac{R_1 + \Delta R_1}{R + \Delta R} = \frac{R_2 + \Delta R_2}{R_3}$$

откуда

$$\Delta R = R_3 \frac{R_1 + \Delta R_1}{R_2 + \Delta R_2} - R.$$

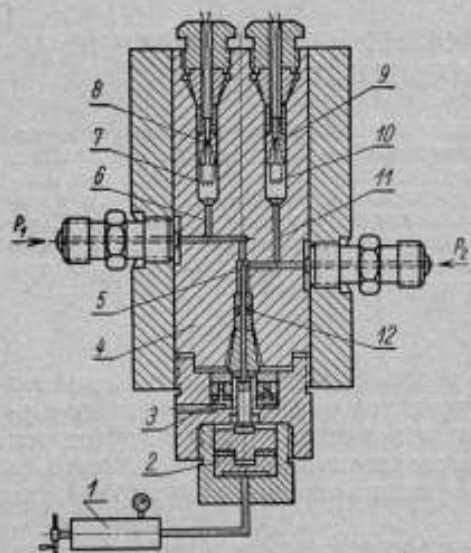


Рис. 1. Схема устройства дифференциального манометра сопротивления.

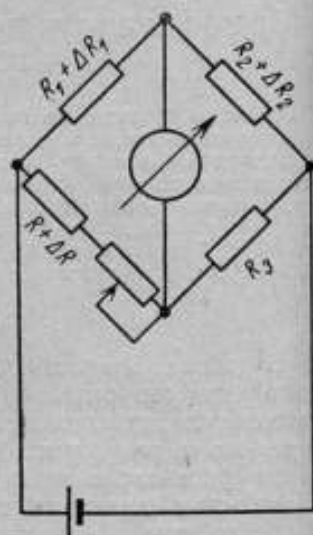


Рис. 2. Мостовая схема дифференциального манометра.

Для равноплечего моста ( $R_1 = R_2 = R_3 = R$ )

$$\Delta R = \frac{R(\Delta R_1 - \Delta R_2)}{R + \Delta R_2}$$

Так как  $\Delta R_2$  мало по сравнению с  $R$ , то

$$\Delta R = \Delta R_1 - \Delta R_2. \quad (1)$$

Выразим значения  $\Delta R_1$  и  $\Delta R_2$  через давления:

$$\Delta R_1 = k_1 R p_1 \quad \text{и} \quad \Delta R_2 = k_2 R p_2,$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — пьезокоэффициенты катушек сопротивления.

При одинаковом материале катушек  $k_1 = k_2 = k$ , подстановка в выражение (1) значений  $\Delta R_1$  и  $\Delta R_2$  дает

$$\Delta R = kR(p_1 - p_2). \quad (2)$$

Величина  $\Delta R/kR$  эквивалентна некоторому давлению  $\Delta p$ , и, следовательно, равенство (2) может быть записано и так:

$$\Delta p = p_1 - p_2.$$

Таким образом, по измеренному сопротивлению  $\Delta R$  непосредственно определяют разность сообщенных манометру давлений.

На практике при создании манометра затруднительно добиться абсолютного равенства начальных сопротивлений катушек и тем более строго одинакового значения их пьезокоэффициентов. Соблюдения этих условий можно и не требовать, если предварительно экспериментально определена зависимость показаний моста от давления, сообщенного одновременно (при открытой игле вентиля) обоим катушкам. Мост можно также градуировать по перепаду давления при перекрытом вентиле, благодаря чему устраняется необходимость расчетов и определения пьезокоэффициента катушек.

Дифференциальный манометр может быть использован и для прямого измерения каждого из подключаемых давлений  $p_1$  и  $p_2$  в отдельности, а также для непосредственного определения разности этих давлений. Последний случай представляет особенный интерес, так как манометром можно измерять весьма малые разности больших по абсолютной величине давлений. В качестве примера укажем, что в работе [1] при использовании обычной мостовой схемы со стандартным гальванометром манометр отчетливо фиксировал разности  $0,2 \text{ кгс/см}^2$  при давлении  $7000 \text{ кгс/см}^2$ . Приведенными значениями не ограничиваются возможности дифференциального прибора, так как принципиально чувствительность моста при необходимости можно повысить и манометры сопротивления пригодны для измерения самых высоких давлений.

Если исходить из условия, что применению дифференциального манометра будет предшествовать его градуировка по перепаду давлений, то систематические погрешности из-за различия начальных сопротивлений катушек  $R_1$  и  $R_2$  и непостоянства их пьезокоэффициентов в зависимости от давления практически будут исключены. В этом случае точность измерения разности давлений, в конечном счете, будет определяться воспроизводимостью показаний катушек сопротивления.

Для количественной оценки непостоянства показаний дифференциального манометра были поставлены следующие эксперименты. Каждая катушка манометра была сообщена с собственным источником давления (мультипликатором) и поршневым манометром, верхний предел измерения которого составлял  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . При открытом вентиле катушки нагружали одинаковым давлением и снимали показание моста, затем вентиль перекрывали и на один из поршневых манометров добавляли разное давление в соответствии с заданными небольшими перепадами давления. Изменения показаний моста фиксировали. Градуировку повторяли многократно для различных перепадов давлений и при различных давлениях. При измерениях использовали обычную мостовую схему, в одно из плеч которой был включен магазин сопротивления с наименьшей декадой  $0,01 \text{ мм}$ ; сопротивление каждого плеча составляло около  $100 \text{ ом}$ . В диагонали моста применяли зеркальный гальванометр. Чувствительность схемы была такова, что изменение сопротивления на  $0,01 \text{ ом}$  вызывало отклонение по шкале гальванометра на  $160$  делений, или около  $4,2$  деления на  $1 \text{ кгс/см}^2$ .

На рис. 3 приведен график градуировки для перепадов от  $2$  до  $200 \text{ кгс/см}^2$  при давлениях  $2000$  и  $5000 \text{ кгс/см}^2$ , подтверждающий практическую независимость градуировочной кривой от величины давле-

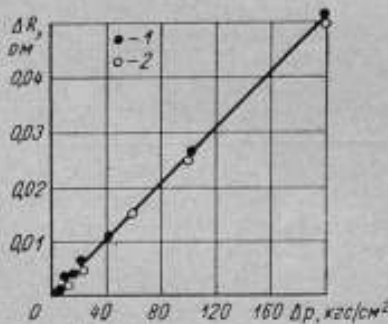


Рис. 3. График зависимости изменения сопротивления от перепада давлений:

1 — опыт при давлении  $2000 \text{ кгс/см}^2$ ;  
2 — при  $5000 \text{ кгс/см}^2$ .

ния и ее линейный характер. В табл. 1 приведены данные отдельных серий наблюдений для различных перепадов при нескольких значениях давлений. Из таблицы видно, что отклонения отдельных значений от среднего даже для таких малых перепадов, как 5 и 10  $\text{кгс/см}^2$ , при абсолютном давлении 1000 и 2000  $\text{кгс/см}^2$  не превосходят 6% измеряемой разности; при больших перепадах отклонения уменьшаются до 1—2%. В табл. 2 приведены средние значения сопротивлений из отдельных серий наблюдений, полученные для перепадов 100 и 200  $\text{кгс/см}^2$  при давлениях от 2000 до 9000  $\text{кгс/см}^2$ . Эти данные также подтверждают отсутствие систематической зависимости изменения сопротивления от значения давления.

Таблица 1

Перепад давления, $\text{кгс/см}^2$	Давление, $\text{кгс/см}^2$	Изменение сопротивления в делениях шкалы гальванометра		Наибольшее отклонение от среднего значения, %
		отсчет	среднее значение	
5	2000	21,5	21,7	6,0
		20,5		
		21,5		
		22,0		
		22,0		
		22,0		
		23,0		
10	1000	42,5	42,5	4,7
		43,0		
		43,5		
		40,5		
		43,0		
		42,0		
		44,0		
		41,0		
20	3000	84,0	85,1	2,1
		85,5		
		85,5		
		86,5		
		85,5		
		84,0		
		86,5		
83,3				
40	2000	169,0	170,0	1,2
		170,0		
		172,0		
		168,0		
		171,0		
		171,0		

Таблица 2

Перепад давления, $\text{кгс/см}^2$	Изменение сопротивления дифференциального манометра, $\text{ом}$ , при давлении, $\text{кгс/см}^2$				среднее значение изменения сопротивления, $\text{ом}$	Наибольшее отклонение от среднего значения, %
	2000	5000	7000	9000		
100	0,02555	0,02564	0,02540	0,02523	0,02545	0,9
200	0,05070	0,05122	0,05032	0,05032	0,05064	1,1

Приведенные результаты исследования дифференциального манометра не являются исчерпывающими, однако они подтверждают исключительно большие возможности использования его для измерения малых перепадов при очень высоких давлениях.

Помимо рассмотренного случая в работе [1], дифференциальный манометр может быть применен при исследовании процесса плавления веществ под давлением по методу «закупорки» капилляра, при исследованиях сжимаемости для определения перепада давления, затраченного на преодоление трения или сжатия сильфона в поршневых и сильфонных пьезометрах, для обнаруживания аналогичных перепадов в различного рода разделителях и в других подобных случаях.

Особый интерес представляет использование дифференциального манометра для точных измерений давлений в таких исследованиях, где непосредственное включение поршневого манометра в систему по тем или иным причинам невозможно. Тогда одну катушку дифференциального прибора подключают к установке, а вторую соединяют с поршневым манометром, снабженным собственным источником давления. С помощью последнего, ориентируясь на поршневой манометр, повышают давление до тех пор, пока оно станет равным измеряемому давлению в установке. В момент, когда дифференциальный манометр покажет, что разность этих давлений равна нулю, действительное давление в установке определяют непосредственно по поршневому манометру. В рассмотренных примерах использования дифференциального манометра изложена принципиальная сторона вопроса. На практике, в соответствии с поставленными целями и условиями измерения, может потребоваться внести изменения в схему прибора, что, однако, не меняет существа дела.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жоховский М. К. Экспериментальное определение погрешностей поршневых манометров при высоких давлениях. «Измерительная техника», 1959, № 7, стр. 11—14.
2. Борзунов В. А., Мирицкий Д. С. Уплотнение штоков мультипликаторов высокого давления. «Приборы и техника эксперимента», 1959, № 3, стр. 152—153.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

### III. ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

УДК 531.787 : 536.508.13

*Л. Л. Бурова, М. К. Жоховский,  
Е. В. Золотых, В. Н. Разумихин*

ВНИИФТРИ

#### ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ШКАЛА ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ ДО 25000 кгс/см<sup>2</sup>

Рассматриваются результаты исследований по созданию термодинамической шкалы высоких давлений первого приближения (до 25000 кгс/см<sup>2</sup>), в основу которой положено уравнение кривой плавления ртути. Проведено взаимное сличение группы образцовых манометров сопротивления, с помощью которых значения шкалы передаются техническим манометрам. Термодинамическая шкала воспроизводится с надежностью  $\pm 0,5\%$  во всем интервале давлений.

Проблема точного воспроизведения высоких и сверхвысоких давлений, основанного на термодинамическом принципе, имеет большое метрологическое значение, и ей посвящен ряд исследований [1—5].

В работах [4—5] приведены результаты исследования кривой плавления ртути, способствующего практическому решению задачи создания шкалы высоких давлений первого приближения (до 20000 кгс/см<sup>2</sup>). Полученные данные экспериментально подтвердили допустимость экстраполяции положенного в основу термодинамической шкалы давлений уравнения кривой плавления ртути [1]

$$\lg(p + 37\,663) = 1,21458 \lg T + 1,69765 \quad (1)$$

до давлений 20000 кгс/см<sup>2</sup> с надежностью около 0,4—0,8%. В настоящей работе излагаются результаты дальнейших исследований [6] в интервале давлений, расширенном до 25000 кгс/см<sup>2</sup>.

Установка для экспериментального определения фазовых равновесий ртути, также как и методика определения равновесных давлений и температур, были сохранены такими же, как в работе [4]. Для ясности последующего изложения приведем описание установки, схема которой изображена на рис. 1. Камера фазовых равновесий 2 помещена в термостатную ванну 3 и соединена через специальный переходник с мультипликатором 5. К переходнику присоединены манганиновый манометр 4 и гидравлический вентиль предварительного давления 6. Корпус манометра заключен в оболочку, внутри которой циркулирует жидкость постоянной температуры (температура градуировки), создаваемая отдельным термостатом. Гидравлический вентиль 6 обслуживается ручным прессом 10, а предварительное давление порядка 4000—5000 кгс/см<sup>2</sup> подается от вспомогательного мультипликатора 7.

Этот мультипликатор соединен с жидкостным разделителем 8, в результате чего сторона высокого давления мультипликаторов 5 и 7 заполняется бензином под действием отдельного насоса, работающего на глицерине. Сторона низкого давления тех же мультипликаторов обслуживается другим масляным насосом. Оба насоса с необходимым

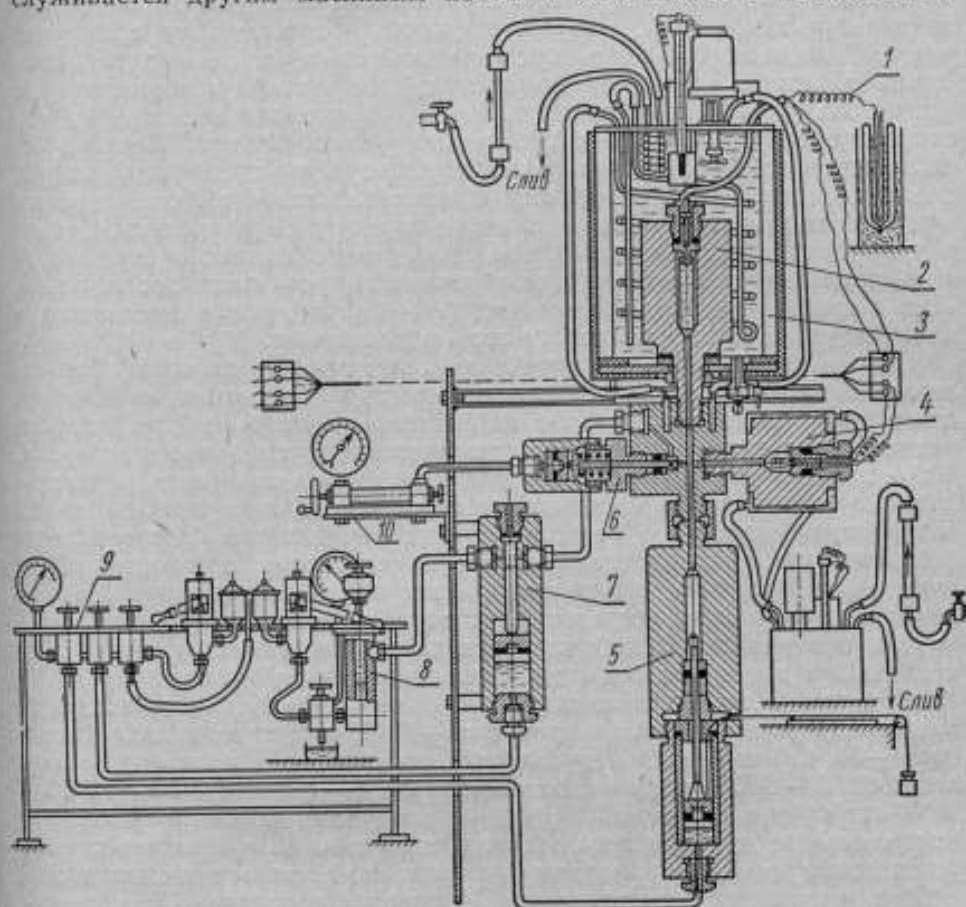


Рис. 1. Схема установки для определения фазовых равновесий ртути в интервале давлений до  $25000 \text{ кгс/см}^2$ .

комплектном вентилей, кранов, манометров и других устройств сосредоточены на отдельном пульте 9.

В камеру фазовых равновесий 2 помещают стаканчик со ртутью, затем ее закрывают пробкой, которая одновременно служит чехлом для термопары 1. К крышке термостатной ванны 3 крепят нагреватели, терморегулятор, насос, мешалку и другие приспособления для поддержания в ванне стабильной температуры.

Чтобы устранить отвод тепла от камеры фазовых равновесий 2 через переходник, последний снабжен рубашкой, через которую принудительно прокачивалась жидкость из термостатной ванны 3. Температуру ртути измеряли термопарой (конец чехла термопары опущен непосредственно в ртуть) с помощью потенциометра. Давление измеряли манганиновым манометром 4 при применении мостовой схемы с компенсируемым плечом.

Работа на установке осуществлялась следующим образом. В камере сначала создавали предварительное давление насосом —

примерно до 800—1000 кгс/см<sup>2</sup>, затем его повышали с помощью вспомогательного мультипликатора 7 до 4000—5000 кгс/см<sup>2</sup> и после этого вентиль 6 закрывали. Для дальнейшего повышения давления служит основной мультипликатор 5.

Методика определения фазовых равновесий основана на измерении температур и давлений, соответствующих равновесному состоянию ртути. Для этого давление при заданной температуре медленно малыми порциями повышали до наступления фазового перехода, что фиксировали по непрерывному спаданию давления, несмотря на его искусственное повышение с помощью мультипликатора. После того, как достаточное количество ртути перешло в твердую фазу, подачу давления прекращали и процессу предоставлялось свободное течение; при этом непрерывно наблюдали за температурой и давлением. Температура быстро стабилизировалась, а давление медленно стремилось к постоянному значению. Момент равновесия считался достигнутым, если в течение длительного времени (20—30 мин) после стабилизации температура и давление сохранялись неизменными.

Опыты проводили в двух направлениях: по отвердеванию и плавлению. В первом случае равновесное состояние нарушали небольшим повышенным давлением, которое затем вновь падало до равновесного вследствие перехода некоторого количества ртути в твердую фазу. Во втором случае давление немного снижали, и оно вновь повышалось до равновесного из-за плавления ртути. Для каждой заданной температуры делали по несколько таких определений. Эксперименты показали, что направление процесса не оказывает систематического влияния на величину измеренного давления. Обнаруженные расхождения были ничтожно малы и носили случайный характер. Опыты проводили при различных соотношениях твердой и жидкой фазы, в том числе и при предельно большом количестве твердой ртути.

Для измерения равновесных давлений был применен один из прежних [4] манганиновых манометров № 2, а также три новых прибора — № 4, 5 и 7. Манометр № 2 теперь применили в интервале давлений 20000—24000 кгс/см<sup>2</sup>, манометр № 4 — в интервале 10000—20000 кгс/см<sup>2</sup> и манометры № 5 и 7 — в интервале 10000—24700 кгс/см<sup>2</sup>. Последние два прибора использовали совместно, т. е. в серии опытов равновесные давления измеряли одновременно по двум манометрам.

Все манометры сопротивления были предварительно тщательно изучены с помощью поршневого манометра с повышенным пределом измерения. Если в прежней работе для этой цели использовали поршневой манометр для давления до 10000 кгс/см<sup>2</sup>, то теперь был применен вновь созданный манометр для давления до 15000 кгс/см<sup>2</sup>. Расширение верхней границы градуировки даже при возросшем давлении в опытах до 25000 кгс/см<sup>2</sup> снизило относительный интервал экстраполяции уравнений манометров сопротивления от 2 до 1,7. Как увидим далее, это не могло не сказаться благоприятно на результатах экспериментов, хотя уравнение кривой плавления (1) при этом экстраполировали до 25000 кгс/см<sup>2</sup>.

В результате градуировок как для старых, так и для новых катушек была вновь найдена нелинейная зависимость сопротивления манганиновых манометров от давления

$$p = p_0 + A\Delta R + B(\Delta R)^2, \quad (2)$$

где  $p_0$ ,  $A$  и  $B$  — константы, определяемые обработкой экспериментальных данных для каждой катушки.

Отметим, что, как показали последние исследования манганиновых манометров, нелинейный характер зависимости  $R$  от  $p$  мог быть вызван склеиванием отдельных витков катушки в процессе ее изготовле-



ния, вследствие чего витки воспринимали нечистое гидростатическое давление.

Значения давлений, рассчитанных для всех катушек по уравнению (2), отличались от экспериментальных не более чем на 0,05% (при давлениях выше 3000 кгс/см<sup>2</sup>). Для меньших давлений, не представляющих интереса в данной работе, отклонения были несколько большими.

Результаты многочисленных градуировок позволили также установить степень воспроизводимости показаний отдельных катушек. Непостоянство манганиновых манометров, оцениваемое максимальным

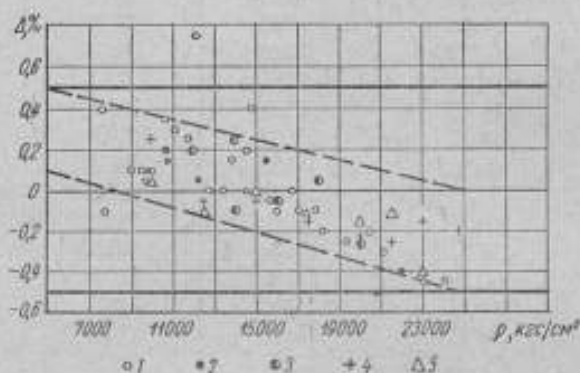


Рис. 2. Относительные разности  $\Delta = \frac{P_n - P_0}{P_n}$  в процентах в зависимости от давления:  
1—манометр № 1; 2—манометр № 2; 3—манометр № 4;  
4—манометр № 5; 5—манометр № 7.

отклонением от среднего значения для каждой катушки, начиная от давлений 5000 кгс/см<sup>2</sup>, не превосходило 0,1—0,3%. Более высоким давлениям соответствует нижний из указанных пределов.

Новые градуировки для манометра № 2 для давления до 15000 кгс/см<sup>2</sup> были выполнены вскоре после предыдущих опытов с манометром [4]. При этом было получено несколько отличающееся уравнение  $p = f(\Delta R)$ , которое использовали для уточнения ранее вычисленных значений равновесных давлений.

Из сопоставления прежних и новых данных следует, что влияние утечки жидкости в предыдущих опытах сказалось не так сильно, как можно было ожидать. Величина ранее обнаруженных расхождений 0,4—0,8% главным образом была вызвана более широким интервалом экстраполяции уравнений манометров.

В таблице приведены окончательные результаты всех новых экспериментов, а также данные предыдущей работы [4], включая исправленные значения для манометра № 2. В таблицу не вошли результаты, полученные ранее с манометром № 3, так как при дальнейших исследованиях [4] было обнаружено значительное непостоянство его показаний. Таким образом, представлены результаты измерений для пяти манганиновых манометров. Таблица содержит обозначение манометра, значения равновесных температур, значения давлений  $p_0$ , непосредственно измеренных термопарой и манганиновым манометром, и давлений  $p_n$ , вычисленных по уравнению (1) кривой плавления, и, наконец, разности  $\Delta = \frac{p_n - p_0}{p_n}$ .

Для большей наглядности отклонения разности  $\Delta$  вдоль кривой плавления изображены на рис. 2. Прежде всего отметим, что

Манометр	Температура, °К	Давление, кгс/см <sup>2</sup>		Разность, Δ, %
		эксперимен- тальное	вычислен- ное	
2	273,16	7688	7719	+0,4
2	273,16	7725	7719	-0,1
2	279,49	8989	8999	+0,1
1	283,20	9745	9751	+0,05
2	283,22	9745	9756	+0,1
1	283,22	9746	9756	+0,1
4	284,31	9968	9977	+0,1
5	284,46	9983	10008	+0,25
7	284,46	10005	10008	+0,05
2	285,23	10155	10166	+0,1
1	288,11	10729	10746	+0,15
1	288,18	10743	10766	+0,2
2	288,22	10734	10772	+0,35
2	290,28	11165	11196	+0,3
2	293,38	11804	11829	+0,25
4	294,27	11993	12015	+0,2
2	295,45	12165	12256	+0,75
1	295,53	12267	12270	+0,05
5	296,58	12495	12486	-0,05
7	296,58	12500	12486	-0,1
5	296,60	12495	12490	-0,05
7	296,60	12500	12490	-0,1
2	298,30	12838	12839	0,0
2	301,34	13466	13466	0,0
2	303,35	13858	13879	+0,15
4	303,96	14017	14006	-0,1
4	304,24	14029	14064	+0,25
2	306,83	14567	14600	+0,2
1	306,97	14631	14628	0,0
2	308,31	14846	14905	+0,4
5	308,80	15015	15008	-0,05
7	308,80	15009	15008	0,0
1	311,43	15527	15552	+0,15
2	311,69	15611	15607	-0,05
2	313,31	15933	15942	+0,05
2	313,39	15975	15960	-0,1
4	313,74	16038	16032	-0,05
2	316,42	16595	16591	0,0
2	318,28	16997	16977	-0,1
5	320,97	17562	17538	-0,15
7	320,97	17559	17538	-0,1
2	321,40	17647	17628	-0,1
4	323,64	18086	18097	+0,05
2	323,85	18173	18141	-0,2
2	328,81	19225	19179	-0,25
4	332,85	20082	20030	-0,25
2	332,92	20095	20044	-0,25
5	333,03	20119	20067	-0,25
7	333,03	20101	20067	-0,15

Манометр	Температура, °K	Давление, кгс/см <sup>2</sup>		Разность, Δ, %
		эксперимен- тальное	вычислен- ное	
2	334,23	20359	20323	-0,2
2	336,58	20917	20817	-0,5
2	337,68	21113	21045	-0,3
5	340,11	21616	21563	-0,25
7	340,11	21589	21563	-0,1
2	342,46	22149	22060	-0,4
2	346,97	23117	23015	-0,45
5	347,21	23102	23062	-0,15
7	347,21	23158	23062	-0,4
2	351,98	24187	24082	-0,45
5	354,79	24731	24678	-0,2

практически все экспериментальные точки лежат между +0,5 и -0,5% во всем интервале давлений 7500—25000 кгс/см<sup>2</sup>, причем лишь одна точка из 60 измерений превышает указанные границы. Подавляющее большинство отклонений в остальных экспериментах укладывается в границы от ±0,3% до ±0,35%. Хотя по таблице отклонения по знаку и значению носят случайный характер, данные рис. 2 позволяют обнаружить некоторую систематичность в зависимости от давления. Подавляющее число обнаруженных отклонений укладывается в наклонную полосу, ограниченную на рис. 2 пунктирными линиями. На начальном участке отклонения преимущественно положительные, а затем преобладают отрицательные. Обнаруженное явление, по всей вероятности, связано с систематическими погрешностями, приносимыми экстраполяцией уравнения кривой плавления и эмпирических формул манганиновых манометров.

Таким образом, приведенные данные обширного числа экспериментов с различными манганиновыми манометрами с большой степенью вероятности позволяют утверждать, что термодинамическая шкала высоких давлений, основанная на уравнении (1) кривой плавления ртути, в пределах до 25000 кгс/см<sup>2</sup> достоверна с надежностью ±0,5%. Последняя величина в совокупности отражает неточности, определяемые экстраполяцией, и ошибки, связанные с непостоянством показаний манганиновых манометров. При данном методе и принятом интервале экстраполяции полученная надежность шкалы ±0,5%, по-видимому, близка к пределу. Дальнейшее уточнение может быть достигнуто только применением других методов. Так, в работе [2] законность экстраполяции уравнения (1) рекомендуется экспериментально обосновать по методу пересечения кривой плавления ртути с кривыми других веществ. Более совершенный метод основан на вскрытых закономерностях процесса плавления под давлением [3]\*, позволивших получить новый вид уравнения кривой плавления

$$\frac{c\rho + \frac{\lambda_0}{\Delta v_0}}{\frac{\lambda_0}{\Delta v_0}} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^c \quad (3)$$

\* См. статью на стр. 69.

и аналитическое выражение константы  $c$  этого уравнения

$$c = \frac{\ln \left( \frac{\lambda}{\Delta v} \cdot \frac{\Delta v_0}{\lambda_0} \right)}{\ln \frac{T}{T_0}}, \quad (4)$$

где  $p$  и  $T$  — давление и температура равновесия;

$T_0$  — температура тройной точки;

$\frac{\lambda}{\Delta v}$  — удельная энергия плавления в равновесной точке;

$\frac{\lambda_0}{\Delta v_0}$  — удельная энергия плавления в тройной точке.

Принципиально можно было бы теперь уравнение кривой плавления ртути (1) представить в виде (3), однако для определения новой константы  $\frac{\lambda_0}{\Delta v_0}$  недостает точных опытных значений. Простой же пересчет констант по эмпирическим данным кривой плавления ртути не может принести что-либо существенно нового, и поэтому для шкалы давления первого приближения пока сохраняем уравнение (2).

Опираясь на уравнение кривой плавления ртути (1) и используя созданную установку, давления вплоть до 25000 кгс/см<sup>2</sup> воспроизводят довольно просто. Однако для целей поверочной практики (например, при градуировке или проверке манометров) такой метод будет требовать относительно длительного времени, аналогично тому, как это имеет место в термометрии при использовании реперных точек. Поэтому было решено воспользоваться манганиновыми манометрами, применявшимися в настоящей работе, для создания группы образцовых приборов, которые практически являются носителями вновь созданной термодинамической шкалы давления. Эти приборы были тщательно изучены на поршневом манометре для давления до 15000 кгс/см<sup>2</sup>, и кроме того, градуированы по точкам термодинамической шкалы при давлении до 25000 кгс/см<sup>2</sup>. Для дальнейшего использования этих манометров в качестве образцовых было необходимо выполнить дополнительно их взаимное сличение.

Для этой цели, а также для последующих градуировок и проверок различного рода технических приборов высокого давления была создана специальная установка, схема которой приведена на рис. 3. Установка включает следующие основные узлы: ручной насос 1 с жидкостным разделителем 2, насос 9 с механическим приводом, мультипликатор предварительного давления 3 до 6000 кгс/см<sup>2</sup>, основной мультипликатор давления 8 до 25000 кгс/см<sup>2</sup>, вентиль предварительного давления 4, вентиль 5, рассчитанный на 25000 кгс/см<sup>2</sup>, и сравниваемые образцовые манганиновые манометры 6 и 7. При градуировке или проверке вместо одного из этих манометров может быть присоединен любой технический прибор.

Посредством насоса 1 систему высокого давления заполняют бензином, и в ней создается предварительное давление около 1000 кгс/см<sup>2</sup>, которое затем повышается до 4500—5000 кгс/см<sup>2</sup> мультипликатором 3, питаемым насосом 9. После этого вентиль 4 закрывают, и дальнейшее повышение давления осуществляется мультипликатором 8 с помощью того же насоса 9. По достижении заданного давления манганиновые манометры вентилем 5 отключают от мультипликатора 8, благодаря чему устраняется возможный спад давления.

На указанной установке были проведены взаимные сличения ранее испытанных манганиновых манометров № 2, 4, 5 и 7 и нового прибора 6

в различных комбинациях и в интервале 5000—25000  $\text{кгс/см}^2$ . При сличениях сравнивали показания приборов, вычисленные по эмпирическим формулам для каждого манометра соответственно зафиксированному изменению сопротивления.

(4) Результаты взаимных сличений выявили, что расхождения в показаниях отдельных пар катушек убывают по мере роста давления. Максимальное расхождение показаний при давлениях 5000  $\text{кгс/см}^2$  достигло  $\pm 0,4\%$ , при 10000  $\text{кгс/см}^2$  и выше не превосходило  $\pm 0,2\%$ , в большинстве же случаев составляло  $\pm 0,1\%$ . Приведенные данные

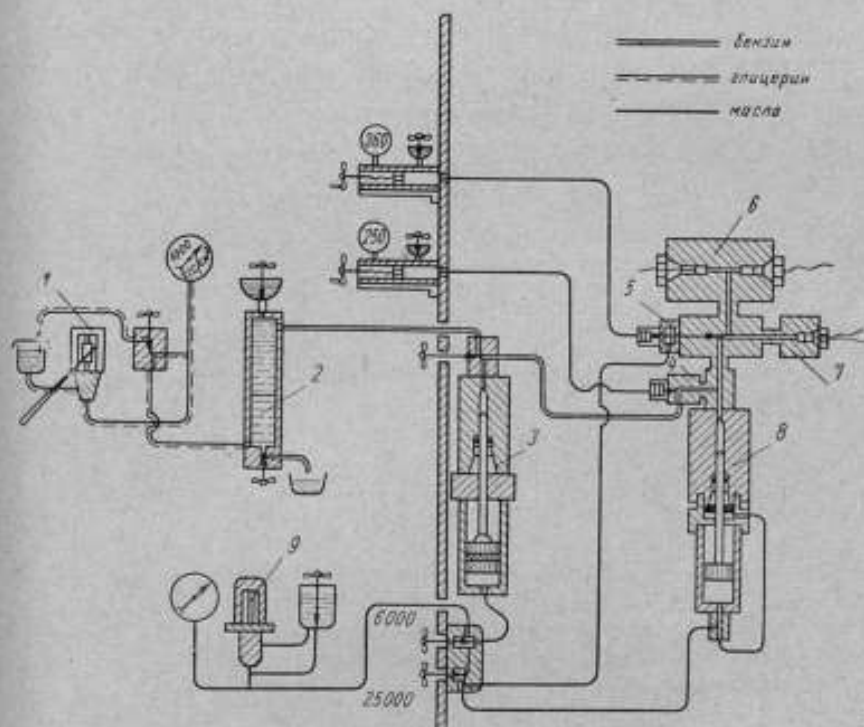


Рис. 3. Схема установки для сличения манометров сопротивления для давлений до 25000  $\text{кгс/см}^2$ .

показали, что собственно свойства катушек манометров сопротивления не вносят дополнительных ошибок по сравнению с теми, которые были обнаружены при сопоставлении их показаний со значениями термодинамической шкалы.

Этими испытаниями также вновь подтверждена справедливость экстраполяции уравнений манометров и хорошая стабильность их показаний при давлении до 25000  $\text{кгс/см}^2$ . Таким образом, каждый манометр созданной группы воспроизводит термодинамическую шкалу с надежностью  $\pm 0,5\%$ , а созданная установка позволяет поверять различные приборы обычным методом сравнения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жоховский М. К. Кривая плавления ртути при давлениях до 10000  $\text{кгс/см}^2$ . «Измерительная техника», 1955, № 5, стр. 3—6.
2. Жоховский М. К. Проблема создания шкалы сверхвысоких давлений. «Измерительная техника», 1957, № 2, стр. 3—10.

3. Жоховский М. К. О некоторых закономерностях в плавлении веществ и их значении для шкалы высоких давлений. «Измерительная техника», 1958, № 1, стр. 16—21.

4. Жоховский М. К., Разумихин В. Н. Кривая плавления ртути до  $20\,000\text{ кгс/см}^2$  как шкала высоких давлений. «Измерительная техника», 1957, № 1, стр. 43—47.

5. Жоховский М. К. Термодинамический метод воспроизведения сверхвысоких давлений. «Измерения высоких давлений», Труды институтов Комитета вып. 46(106). М., Стандартиз, 1960, стр. 68—80.

6. Жоховский М. К., Разумихин В. Н., Золотых Е. В., Бурава Л. Л. Термодинамическая шкала высоких давлений до  $25\,000\text{ кгс/см}^2$ . «Измерительная техника», 1959, № 11, стр. 26—29.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

УДК 5

В  
давлен  
объем  
термод  
ения  
плавле  
физичес  
темпер  
ые ч

П  
мдв  
инпе  
задач  
чени  
тель  
П  
раб  
авле  
25000  
П  
удал  
общ  
внем  
расс  
о шн  
лова  
роко  
лав  
В  
щен  
лия  
зано

*М. К. Жоховский*

ВНИИФТРИ

## ТЕРМОДИНАМИКА ПРОЦЕССА ПЛАВЛЕНИЯ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Вновь подтверждена ранее найденная закономерность процесса плавления под давлением. Вскрыта новая закономерность этого процесса, относящаяся к скачку объема. Для ряда веществ, которым свойственна эта новая закономерность, описана термодинамика процесса плавления под давлением. Получены выражения для изменения внутренней энергии, энтальпии, энтропии и свободной энергии вдоль кривой плавления. Найдены соотношения, устанавливающие связь между разностями коэффициентов сжимаемости, термического расширения жидкой и твердой фаз и скачком теплоемкости. Получены дифференциальные уравнения кривой плавления, выраженные через упомянутые разности.

### Введение

При постановке задачи о создании шкалы высоких давлений была выдвинута идея основывать такую шкалу на термодинамическом принципе, используя процесс плавления под давлением [1]. Решение этой задачи предусматривало чисто эмпирические способы, а также привлечение некоторых теоретических соображений параллельно с дополнительными экспериментами.

Практическая реализация наиболее простого из предложенных в работе [1] метода привела к созданию термодинамической шкалы давлений первого приближения вначале до 20000 кгс/см<sup>2</sup> [2], а затем до 25000 кгс/см<sup>2</sup> [3]\*.

При изучении экспериментов, относящихся к кривым плавления, удалось обнаружить и представить в аналитической форме некоторые общие закономерности, свойственные процессу плавления под давлением. В предыдущих сообщениях [4] и [5] найденные закономерности рассматривались применительно к практическому решению задачи о шкале давлений. В настоящей работе излагаются дальнейшие исследования собственно термодинамики процесса плавления, причем широко используются установленные ранее закономерности процесса плавления, краткую сводку которых приводим.

В работе [4], опираясь на опытные данные и вводя в качестве обобщенного параметра исследуемого процесса удельную энергию плавления  $\frac{\lambda}{\Delta V}$  (где  $\lambda$  — теплота плавления;  $\Delta V$  — скачок объема), было показано:

\* См. также статью на стр. 60.

а) логарифм удельной энергии плавления  $\left(\ln \frac{\lambda}{\Delta V}\right)$  линейно зависит от логарифма температуры  $(\ln T)$ ;

б) удельная энергия плавления  $\left(\frac{\lambda}{\Delta V}\right)$  является линейной функцией давления  $p$ ;

в) угол наклона прямых, определяемых двумя первыми зависимостями, численно близок к константе  $c$  эмпирического уравнения Симона [6]

$$\frac{a+p}{a} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^c \quad (1)$$

Приведенные положения позволили выразить константу  $c$  в дифференциальной форме:

$$c = \frac{d\left(\ln \frac{\lambda}{\Delta V}\right)}{d(\ln T)}, \quad (2)$$

$$c = \frac{d\left(\frac{\lambda}{\Delta V}\right)}{dp} \quad (3)$$

и, после решения этих уравнений, представить ее в следующем виде:

$$c = \frac{\ln\left(\frac{\lambda}{\Delta V} \frac{\Delta V_0}{\lambda_0}\right)}{\ln\left(\frac{T}{T_0}\right)}, \quad (4)$$

$$c = \frac{1}{p-p_0} \left[ \frac{\lambda}{\Delta V} - \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \right], \quad (5)$$

где  $T_0, \lambda_0, \Delta V_0$  и  $p_0$  — параметры плавления в тройной точке;  $p$  и  $T$  — давление и температура вдоль кривой плавления.

Заметим, что параметры тройной точки в пределах точности эксперимента для многих веществ практически совпадают с их значениями при атмосферном давлении.

Выражение константы  $c$  в виде соотношения (4) было также получено в работе [5] из сопоставления производных  $\frac{dp}{dT}$  уравнения Симона с уравнением Клапейрона-Клаузиуса, записанных для произвольной и тройной точек кривой плавления.

Собственно удельная энергия плавления в соответствии с равенствами (4) и (5) выразится следующим образом:

$$\frac{\lambda}{\Delta V} = \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^c \quad (4a)$$

и

$$\frac{\lambda}{\Delta V} = \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + c(p-p_0). \quad (5a)$$

В последнем уравнении при больших давлениях  $p$  величину  $p_0$  как малую можно отбросить. Такое упрощение в дальнейшем будет применяться без дополнительных оговорок.

### Общая часть

Постоянство константы  $c$  вдоль кривой плавления по равенствам (2)–(5) в работе [4] было широко иллюстрировано двумя сериями опытов Бриджмена (при давлениях до 12000 и 40000 кгс/см<sup>2</sup>) для с-



ных различных веществ: ртути, калия, натрия, цезия, двуокиси углерода, четыреххлористого кремния, бромформа, хлороформа, бензола, анилина, дифениламина, сероуглерода, этилового спирта и др. — всего для 29 веществ и их модификаций. При выполнении предыдущих расчетов в опытах до  $12000 \text{ кгс/см}^2$  использовали преимущественно данные [7], где значения давлений даны с интервалом  $4000 \text{ кгс/см}^2$ , причем промежуточные значения  $p$ ,  $T$  и  $\Delta V$  получены графическим интерполированием.

Для уточнения и проверки прежних расчетов были сделаны новые вычисления константы  $c$  для некоторых веществ с использованием опытных данных из оригинальных работ Бриджмена [8] и [9], в которых давления даны с интервалом  $1000 \text{ кгс/см}^2$  и приведены вычисленные Бриджменом значения  $\lambda$ . Во всех случаях постоянство константы  $c$  вдоль кривой плавления сохранилось прежним. Абсолютная же величина  $c$  в некоторых случаях немного изменилась, что можно было ожидать, так как в расчетах используются значения производной  $\frac{dp}{dT}$ .

весьма чувствительные к исходной функции.

Были рассмотрены некоторые эксперименты по кривым плавления других авторов. В табл. 1 отражены результаты обработки данных по ртути, полученных в работах [3], [10], [11]. Из таблицы видно, что в области небольших давлений константа  $c$  меняется во втором десятичном знаке, при более высоких давлениях — в третьем знаке, в то время как прежние [4] значения  $c$ , по данным Бриджмена, лежали в пределах 1,18—1,22.

Таблица 1

Экспериментальные данные		$p$ , вычисленное по уравнению, $\text{кгс/см}^2$	$\Delta p$	Значение константы $c$	Экспериментальные данные		$p$ , вычисленное по уравнению, $\text{кгс/см}^2$	$\Delta p$	Значение константы $c$
$T$ , °K	$P_{\text{эксп}}$ , $\text{кгс/см}^2$				$T$ , °K	$P_{\text{эксп}}$ , $\text{кгс/см}^2$			
234,43	22	26	-4	—	285,23	10 155	10 166	-11	1,2154
234,59	53	57	-4	1,2258	288,11	10 729	10 746	-17	1,2161
235,88	308	310	-2	1,2063	290,28	11 165	11 196	-31	1,2175
237,48	623	623	0	1,2063	293,38	11 804	11 829	-25	1,2168
238,97	917	915	+2	1,2067	294,27	11 993	12 015	-22	1,2164
240,53	1226	1221	+5	1,2060	295,53	12 267	12 270	-3	1,2145
242,23	1560	1554	+6	1,2068	296,58	12 495	12 486	+9	1,2133
243,75	1862	1855	+7	1,2076	298,30	12 838	12 839	-1	1,2143
245,35	2174	2169	+5	1,2096	301,34	13 466	13 466	0	1,2142
246,95	2489	2484	+5	1,2104	303,35	13 858	13 879	-21	1,2168
248,48	2792	2788	+4	1,2112	303,95	14 017	14 006	+11	1,2133
250,04	3104	3096	+8	1,2069	304,24	14 028	14 064	-35	1,2173
250,17	3128	3122	+6	1,2109	306,83	14 567	14 600	-33	1,2170
254,74	4041	4029	+12	1,2097	306,97	14 631	14 628	+3	1,2141
254,79	6047	6035	+12	1,2114	308,80	15 015	15 008	+7	1,2137
273,195	7722	7725	-3	1,2144	308,80	15 009	15 008	+1	1,2142
276,76	8446	8446	0	1,2140	—	—	—	—	—
278,44	8789	8785	+4	1,2135	—	—	—	—	—
278,81	8865	8860	+5	1,2134	—	—	—	—	—
281,32	9373	9370	+3	1,2137	—	—	—	—	—
283,37	9787	9786	+1	1,2140	—	—	—	—	—
284,31	9968	9977	-9	1,2153	—	—	—	—	—
284,46	10005	10008	-3	1,2145	—	—	—	—	—

Примечания: 1. Первые 13 строк значений  $p$  и  $T$  взяты из работы [10], остальные из [3] и [11].

2. Аппроксимирующее опытные данные уравнение взято из [11]:  $\lg(p+37663) = 1,21458 \lg T + 1,69765$ .

В ряде работ эксперименты по кривым плавления аппроксимируются уравнением Симона, откуда непосредственно вытекает постоянство константы  $c$  в пределах надежности принятой аппроксимации. Сводные данные по гелию [12], криптону, ксенону и метану [13], и углекислоте [10] приведены в табл. 2. Аппроксимирующие формулы, предложенные авторами экспериментов, дают несовпадения по давлению для гелия и углекислоты, не выходящие за границу нескольких  $\text{кгс/см}^2$ .

Таблица 2

Автор	Вещество	Предельное давление опыта, $\text{кгс/см}^2$	Значение константы $c$ из эмпирического уравнения
[12]	Гелий	7500	1,5544
[13]	Криптон	3000	1,37
[13]	Ксенон	3000	1,36
[13]	Метан	2800	1,01
[10]	Углекислота	2800	2,86702

Соответственно для криптона, ксенона и метана несовпадение по температуре составляет десятые доли градуса и только в отдельных точках достигает  $0,9-1,7^\circ$ .

Все обработанные нами до сих пор экспериментальные данные показывают, что постоянство константы  $c$  вдоль кривой плавления выдерживается с тем большей надежностью, чем тщательнее выполнены эксперимент и расчеты.

Отметим еще одну интересную особенность в аналитическом выражении константы  $c$ . Представим равенство (2) так:

$$c = \frac{d\left(\frac{\lambda}{\Delta V}\right)}{dT} : \frac{\lambda}{\Delta VT} \quad (2a)$$

Тогда обнаруженные закономерности процесса плавления в виде (2) и (3) объединяются с уравнением Клапейрона-Клаузиуса следующим образом:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{\Delta VT} = \frac{1}{c} \frac{d\left(\frac{\lambda}{\Delta V}\right)}{dT} \quad (6)$$

Действительно, сравнение первого и последнего членов равенства (6) дает соотношение (3), а сопоставление второго и третьего приводит к выражению (2).

Соотношения для константы  $c$  отражают ее физическую сущность. Из равенств (3) и (5) непосредственно следует, что константа  $c$  представляет собой отношение приращения удельной энергии плавления к соответствующему приращению давления или, иначе говоря, равна производной удельной энергии по давлению. К тому же определению придем и из равенства (2), если его записать в форме (2a) и заметить  $\frac{\lambda}{\Delta VT}$  из уравнения Клапейрона-Клаузиуса.

Исключение из равенств (4) и (5) параметра  $\frac{\lambda}{\Delta V}$  приводит к выражению кривой плавления в следующем виде:

$$\frac{c(p - p_0) + \frac{\lambda_0}{\Delta V_0}}{\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^c. \quad (7)$$

Оно может быть получено и многими другими путями. Если же исходить из условий, что константа  $c$  постоянна и для взятого вещества известна, то оба равенства (4) и (5) совместно представляют собой ту же кривую плавления в параметрической форме. При оговоренных условиях одновременная подстановка значений параметров  $\frac{\lambda}{\Delta V} > \frac{\lambda_0}{\Delta V_0}$  в равенства (4) и (5) позволяет непосредственно вычислить  $p$  и  $T$ .

Обе константы уравнения (7), в отличие от уравнения Симона (1), имеют вполне определенный физический смысл, и только одна из них для своего определения требует прямых экспериментов с давлением. О физической сущности константы  $c$  было сказано; отметим лишь, что для определения  $c$  из экспериментов, кроме собственно уравнения (7), принципиально могут быть использованы равенства (4) и (5). Вторая константа уравнения (7)  $\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}$  представляет собой удельную энергию плавления взятого вещества в тройной точке.

Из сказанного следует, что все обработанные до сих пор экспериментальные данные по плавлению без каких-либо исключений подтверждают справедливость соотношений (4) и (5) для самых различных по своей природе веществ. Поэтому основанное на этих соотношениях уравнение (7) можем рассматривать в известной мере как универсальное выражение кривой плавления, в котором данное вещество характеризуется присущими ему значениями параметров  $p_0$ ,  $T_0$ ,  $\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}$  и  $c$ .

Решая уравнение (7) относительно  $p$ , получим:

$$p = \frac{1}{c} \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \left[ \left(\frac{T}{T_0}\right)^c - 1 \right]. \quad (7a)$$

Отсюда следует, что с повышением температуры давление неограниченно возрастает\*. У веществ с одинаковым значением  $c$  для взятого отношения  $\frac{T}{T_0}$  давление растет тем быстрее, чем выше удельная энергия плавления  $\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}$  в тройной точке. При заданном значении  $\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}$  давление возрастает быстрее у тех веществ, у которых  $c$ , а следовательно, и  $\frac{d\left(\frac{\lambda}{\Delta V}\right)}{dp}$  больше. Отметим, что у всех обследованных веществ  $c > 1$ , но не превосходит нескольких единиц. У металлов  $c$ , как правило, больше, чем у соединений, хотя имеются исключения, например, для ртути. Что касается константы  $\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}$ , то для разных веществ она изменяется в весьма широком интервале — от десятков до нескольких десятков тысяч  $\text{кгс/см}^2$ .

\* После написания статьи появились сведения о том, что кривые плавления некоторых элементов (цезий, теллур), полученные экспериментально в расширенном интервале давлений, имеют максимум.

Характер кривых плавления, а равно отмеченное влияние  $c$  и  $\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}$  представлены на рис. 1 и 2.

Как следует из равенств (4а) и (5а), теплота  $\lambda$  выражается через температуру плавления  $T$  и скачок объема  $\Delta V$  и, соответственно, через давление  $p$  и  $\Delta V$ . Далее будет показано, что аналогичные соотношения легко получить для внутренней энергии, энтропии и других параметров

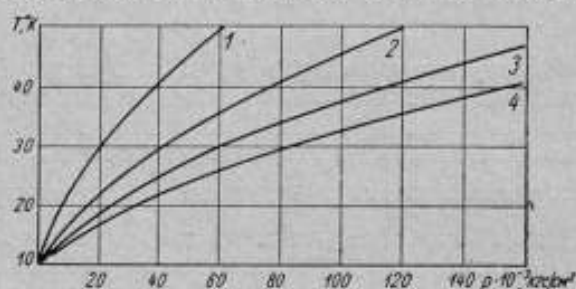


Рис. 1. Кривые плавления для различных значений удельной энергии плавления при постоянной константе  $c=2$ :

$$1 - \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} = 5000 \text{ ккал/см}^3; \quad 2 - \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} = 10000 \text{ ккал/см}^3;$$

$$3 - \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} = 15000 \text{ ккал/см}^3; \quad 4 - \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} = 20000 \text{ ккал/см}^3.$$

плавления, причем во всех этих выражениях величины  $p$ ,  $T$  и  $\Delta V$  связаны между собой их значениями на кривой плавления. Для того, чтобы внутреннюю энергию, энтальпию и другие величины выразить только через  $T$  или  $p$ , необходимо иметь аналитическую зависимость  $\Delta V = \Delta V(T)$  или  $\Delta V = \Delta V(p)$ .

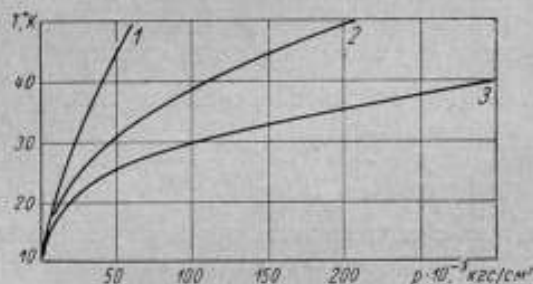


Рис. 2. Кривые плавления для различных значений константы  $c$  при постоянной удельной энергии плавления  $\frac{\lambda_0}{\Delta V_0} = 5000 \text{ ккал/см}^3$ :

$$1 - c = 2; \quad 2 - c = 3; \quad 3 - c = 4.$$

Рассмотренные общие закономерности процесса плавления относятся к обобщенному параметру  $\frac{\lambda}{\Delta V}$ , который содержит скачок объема  $\Delta V$ . Всесторонне подтверждение этих закономерностей, их универсальный характер и, наконец, установленная экспериментами Бриджмена общность в поведении скачка объема вдоль кривой плавления у всех веществ побуждали к поискам новой закономерности процесса, относящейся собственно к скачку объема. Под этим углом зрения были вновь тщательно изучены имеющиеся экспериментальные данные для самых различных веществ. Вначале были рассмотрены результаты опытов Бриджмена [8] и [9] при давлениях до  $12000 \text{ кгс/см}^2$ .

а затем до  $40000 \text{ кгс/см}^2$  [14]. При этом обнаружены весьма интересные результаты.

Если построить график зависимости логарифма скачка объема ( $\ln \Delta V$ ) от температуры  $T$ , то для подавляющего большинства обследованных веществ эта зависимость оказывается линейной. На рис. 3, 4, 5 приведены зависимости для большой группы веществ, изученной при

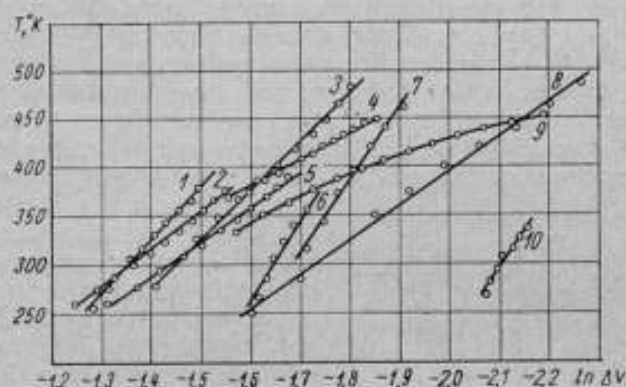


Рис. 3. Зависимость  $\ln \Delta V$  от температуры вдоль кривой плавления при давлениях до  $12000 \text{ кгс/см}^2$ :

1—хлороформ; 2—хлорбензол; 3—бромформ; 4—натрий; 5—бромбензол; 6—четырёххлористый углерод-II; 7—фосфор-I; 8—четырёххлористый углерод-I; 9—калий; 10—фосфор-II.

давлениях до  $12000 \text{ кгс/см}^2$ . Из 21 вещества 15 удовлетворяют линейной зависимости достаточно строго (например, ортокрезол-I, параитрофенол, анилин, уголекислота и др.) или же имеются отклонения от прямой отдельных точек или небольших групп точек (у хлороформа, хлорбензола, фосфора-II, бромформа, натрия, бромбензола, четы-

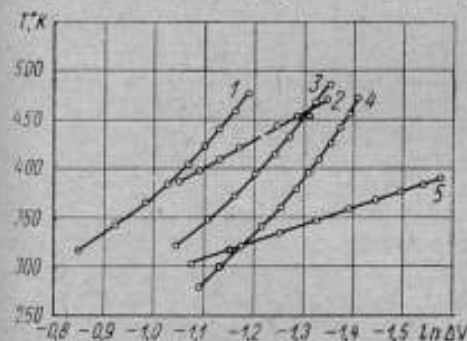


Рис. 4. Зависимость  $\ln \Delta V$  от температуры вдоль кривой плавления при давлениях до  $12000 \text{ кгс/см}^2$ :

1—пара-толуидин; 2—пара-нитрофенол; 3—бензофенол; 4—нитробензол; 5—ортокрезол-I.

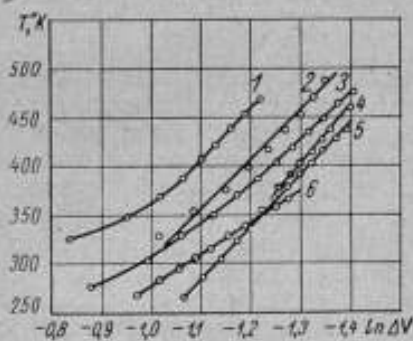


Рис. 5. Зависимость  $\ln \Delta V$  от температуры вдоль кривой плавления при давлениях до  $12000 \text{ кгс/см}^2$ :

1—щавелевокислый метил; 2—дифениламин; 3—бензол; 4—ортокрезол-II; 5—анилин; 6—уголекислота.

рёххлористого углерода и др.) и, наконец, для 6 веществ (калия, пара-толуидина, щавелевокислого метила и др.) линейная зависимость не соблюдается. Отметим, что направление кривизны у калия оказалось противоположным по сравнению с остальными веществами.

Допустим, что поведение последних 6 веществ отражает более общую закономерность процесса и что отклонение точек от прямой у других веществ с большим основанием следует приписать не ошибкам опыта, а намечающемуся отклонению от линейности. Если это предпо-

ложение справедливо, то при возрастании температуры и давления следует ожидать более ярко выраженной нелинейности для всех или, по крайней мере, для большого числа веществ. Опытные данные этого не подтверждают. Действительно, из рис. 6, где отражены результаты экспериментов при давлениях до  $40000 \text{ кгс/см}^2$ , следует, что поведение их оказалось аналогичным. Из 8 веществ у трех зависимость  $\ln \Delta V$  от  $T$  строго линейна; определенно выраженной нелинейностью обладает только сероуглерод, у остальных имеет место выпадение отдельных точек. Таким образом, с возрастанием температуры процент веществ с нелинейной зависимостью оказался даже меньшим.

Хлороформ обследовали в двух опытах: при давлениях до  $12000 \text{ кгс/см}^2$  и до  $25000 \text{ кгс/см}^2$ , причем во втором опыте можно заметить более строго линейность. Отметим также, что угол наклона прямых у хлороформа в обоих опытах

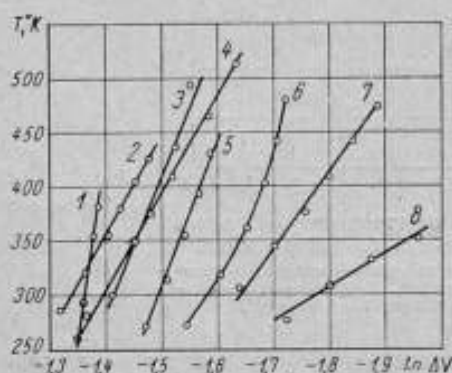


Рис. 6. Зависимость  $\ln \Delta V$  от температуры вдоль кривой плавления при давлениях от  $5000$  до  $40000 \text{ кгс/см}^2$ :

1—этиловый спирт; 2—бутиловый спирт; 3—хлорбензол; 4—хлороформ; 5—хлористый метилен; 6—сероуглерод; 7—бромистый пропан; 8—бромистый этил.

у хлороформа в обоих опытах оказался несколько отличным, что связано с несовпадением  $\Delta V$ , измеренных в каждом опыте при одних и тех же давлениях. Так, в первом опыте при  $5000 \text{ кгс/см}^2$   $\Delta V = 0,0467 \text{ см}^3/\text{г}$  и при  $10000 \text{ кгс/см}^2$   $\Delta V = 0,0350 \text{ см}^3/\text{г}$ . Соответственно, во втором опыте  $\Delta V$  равна  $0,0430$  и  $0,0354 \text{ см}^3/\text{г}$ . Из всего сказанного следует, что линейный характер поведения  $\ln \Delta V$  сохраняется и при возрастании температуры и что обнаруженная нелинейность для некоторых веществ едва ли отражает их специфическую особенность. Вероятнее всего предполагать, что нарушение линейной зависимости у этих веществ и выпадение отдельных точек у других связано с экспериментальными ошибками в определении  $\Delta V$ . Для такого предположения имеются следующие основания. Измерения скачка объема осуществлялись Бриджменом по методу разрыва непрерывности, причем в опытах момент начала и конца плавления не проявлялся достаточно четко вследствие наличия в исследуемом веществе примесей. Кривая изучаемого процесса  $V$  от  $p$  вместо резких изломов, характеризующих объемные изменения при переходе веществ из одной фазы в другую, имеет плавные участки, и для определения значения скачка  $\Delta V$  применяли экстраполяцию. Скачок объема Бриджмен измерял по перемещению поршня мультипликатора, при этом эксперимент был поставлен таким образом, что в результате измерения необходимо было вводить поправку на изменение объема передающей жидкости вследствие различной температуры ее в камере сжатия и в мультипликаторе. Эта поправка достигала  $10\%$  при наибольшей температуре опыта и требовала специального эксперимента для определения  $p-V-T$  передающей жидкости. На все эти обстоятельства Бриджмен обращает внимание [7] при рассмотрении экспериментов, относящихся к процессу плавления. К этому следует добавить, что на значения  $\Delta V$  могли оказать большое влияние возможные утечки жидкости в мультипликаторе.

Действительные погрешности при измерении  $\Delta V$  в отдельных опытах до  $12000 \text{ кгс/см}^2$  строго установить нельзя. Некоторое представление о надежности опытов в разных сериях могут дать приведенные выше данные для хлороформа, а при более высоких давлениях — отклонения экспериментальных значений  $\Delta V$  от сглаженных кривых, при-

веденные на графиках в работе [14]. Но уже из сказанного совершенно очевидно, что погрешности измерения  $\Delta V$  должны быть существенно больше, чем при измерении равновесных давлений и температур, которые были использованы в расчетах при установлении постоянства константы  $c$ .

На основании изложенного мы полагаем, что обнаруженная линейная зависимость  $\ln \Delta V$  от  $T$ , по-видимому, должна быть общей для всех веществ и что отклонения от нее связаны с ошибками измерения. Подтвердится ли универсальный характер этой зависимости — могут показать только опыты. Поэтому излагаемые в последующих разделах выводы следует пока рассматривать как относящиеся лишь к тем веществам, для которых упомянутая зависимость существует.

Из условия линейной зависимости  $\ln \Delta V$  от  $T$  имеем

$$\frac{d(\ln \Delta V)}{dT} = \text{const} = -\kappa. \quad (8)$$

Если это равенство записать в виде

$$\frac{1}{\Delta V} \frac{d(\Delta V)}{dT} = -\kappa, \quad (8a)$$

то отношение производной скачка объема по температуре к самому скачку остается постоянным вдоль кривой плавления.

Интегрируя уравнение (8a) при граничных условиях  $\Delta V = \Delta V_0$  при  $T = T_0$ , получим

$$\Delta V = \Delta V_0 e^{-\kappa(T-T_0)}. \quad (9)$$

Заменим коэффициент  $\kappa$  безразмерной величиной. Для этого представим показатель степени в следующем виде:

$$\kappa(T - T_0) = \kappa T_0 \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right) = b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right),$$

где постоянная величина  $\kappa T_0 = b$ . (10)

Теперь уравнение (9) принимает вид:

$$\Delta V = \Delta V_0 e^{-b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right)}. \quad (11)$$

Из уравнений (9) или (11) следует, что при  $T = T_0$ ,  $\Delta V = \Delta V_0$ , с возрастанием температуры  $\Delta V$  неограниченно убывает, но практически никогда не обращается в нуль. Последнее положение очевидно из (11), если принять во внимание, что константа  $b$  у разных веществ мала по величине (см. табл. 3 и 4) и что отношение  $\frac{T}{T_0}$  при реально достижимых гидростатических давлениях также невелико. Таким образом, предположение ряда авторов о том, что при высоких давлениях и температурах скачок объема должен исчезнуть, не подтверждается.

Величина  $b$  из равенства (11) выразится так:

$$b = \frac{T_0}{T - T_0} \ln \left( \frac{\Delta V_0}{\Delta V} \right). \quad (12)$$

Таблица 3

Вещество	Константа	Значения констант при давлениях, кгс/см <sup>2</sup>											Среднее значение	ε — 1		
		Значения констант при давлениях, кгс/см <sup>2</sup>														
		1000	2000	3000	4030	5000	6000	7000	8000	9000	10 000	11 000			12 000	
Углекислота	$b$	—	—	—	1,29	1,43	1,48	1,52	1,53	1,54	1,54	1,53	1,53	1,53	1,50	1,64
	$\alpha \cdot 10^3$	—	—	—	6,40	6,62	6,85	7,03	7,07	7,13	7,11	7,10	7,08	6,93	—	
Хлороформ	$b$	—	—	—	0,89	0,89	0,91	0,93	0,93	0,93	0,92	0,90	0,89	0,91	0,69	
	$\alpha \cdot 10^3$	—	—	—	4,02	4,17	4,27	4,36	4,37	4,37	4,32	4,25	4,18	4,25		
Аннин	$b$	1,17	1,16	1,15	1,14	1,13	1,12	1,12	1,13	1,13	1,14	1,15	1,16	1,14	1,33	
	$\alpha \cdot 10^3$	4,39	4,35	4,32	4,27	4,25	4,22	4,23	4,23	4,23	4,26	4,30	4,34	4,28		
Четыреххлористый углерод	$b$	1,71	1,63	1,53	1,53	1,55	1,59	1,63	1,66	1,67	—	—	—	1,61	1,08	
	$\alpha \cdot 10^3$	6,83	6,50	6,13	6,12	6,21	6,37	6,52	6,62	6,67	—	—	—	6,44		
Ортокрезол-I	$b$	3,86	3,98	4,04	4,07	4,04	4,07	4,04	4,01	—	—	—	—	4,01	3,69	
	$\alpha \cdot 10^3$	12,7	13,1	13,3	13,4	13,3	13,4	13,3	13,2	—	—	—	—	13,2		
Ортокрезол-II	$b$	—	—	—	—	—	—	4,03	4,27	4,31	4,08	4,00	3,83	4,09	—	
	$\alpha \cdot 10^3$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		
Бромоформ	$b$	1,13	1,18	1,21	1,24	1,26	1,30	1,31	1,32	1,32	1,29	1,27	—	1,26	0,94	
	$\alpha \cdot 10^3$	4,03	4,20	4,33	4,41	4,50	4,62	4,68	4,70	4,70	4,60	4,52	—	4,48		
Хлоробензол	$b$	—	—	—	1,53	1,47	1,45	1,44	1,43	1,43	1,40	1,37	1,34	1,43	1,50	
	$\alpha \cdot 10^3$	—	—	—	6,73	6,48	6,40	6,38	6,33	6,30	6,18	6,05	5,92	6,30		
Натрий	$b$	3,86	3,74	3,65	3,52	3,37	3,28	3,19	3,15	3,12	3,11	3,15	3,19	3,36	2,55	
	$\alpha \cdot 10^3$	10,4	10,1	9,85	9,50	9,10	8,85	8,60	8,50	8,43	8,40	8,50	8,60	9,07		
Фосфор-I	$b$	0,82	0,83	0,86	0,89	0,94	0,98	—	—	—	—	—	—	0,89	—	
	$\alpha \cdot 10^3$	2,58	2,62	2,72	2,83	2,97	3,11	—	—	—	—	—	—	2,80		
Фосфор-II	$b$	—	—	—	—	—	—	2,60	2,65	2,78	2,85	2,94	3,05	2,81	—	
	$\alpha \cdot 10^3$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		
Бромбензол	$b$	—	1,77	1,74	1,71	1,70	1,70	1,70	1,66	1,62	1,59	1,54	1,50	1,66	1,42	
	$\alpha \cdot 10^3$	—	7,30	7,20	7,08	7,04	7,05	7,00	6,87	6,70	6,55	6,38	6,17	6,85		



Соответственное выражение  $b$  в функции давления получим, если в равенстве (12) заменим  $T$  его значением из уравнения кривой плавления (7):

$$T = T_0 \left( \frac{cp}{\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}} + 1 \right)^{\frac{1}{c}}; \quad (13)$$

$$b = \frac{\left( \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \right)^{\frac{1}{c}}}{\left( \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + cp \right)^{\frac{1}{c}} - \left( \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \right)^{\frac{1}{c}}} \ln \left( \frac{\Delta V_0}{\Delta V} \right). \quad (14)$$

О постоянстве константы  $x$  или  $b$  вдоль кривой плавления (для некоторых из веществ, у которых зависимость  $\ln \Delta V$  от  $T$  близка к линейной), можно судить по данным табл. 3 и 4. Приведенные в них значения

Таблица 4

Вещество	Константа	Значения констант при давлениях, кгс/см <sup>2</sup>							Среднее значение	с — 1
		10 000	15 000	20 000	25 000	30 000	35 000	40 000		
Этиловый спирт	$b$	—	—	0,095	0,091	0,098	0,097	—	0,096	0,47
	$x \cdot 10^3$	—	—	0,613	0,585	0,633	0,625	—	0,614	—
Бутиловый спирт	$b$	—	0,50	0,48	0,47	0,47	0,46	—	0,48	—
	$x \cdot 10^3$	—	2,74	2,64	2,58	2,55	2,53	—	2,61	1,62
Хлороформ	$b$	0,61	0,58	0,57	0,57	—	—	—	0,58	—
	$x \cdot 10^3$	2,93	2,79	2,72	2,65	—	—	—	2,77	0,56
Бромистый пропилен	$b$	—	—	0,67	0,63	0,59	0,57	0,56	0,61	—
	$x \cdot 10^3$	—	—	4,10	3,89	3,63	3,50	3,43	3,71	0,75
Бромистый пропилен*	$b$	—	—	0,56	0,58	0,55	0,55	0,56	0,56	—
	$x \cdot 10^3$	—	—	3,45	3,54	3,40	3,37	3,43	3,44	—

\* Значения  $x$  и  $b$  получены для исправленной температуры в начальной точке, соответственно кривой рис. 6.

ния  $x$  и  $b$  вычисляли по уравнению (12) совместно с (10), используя упомянутые опытные данные Бриджмена. Следует заметить, что на вычисленных значениях  $x$  могли отразиться не только ошибки  $\Delta V$ , но и ошибки  $T$ , особенно в начальных точках, где разность  $T - T_0$  мала.

Из таблиц следует, что постоянство  $x$  или  $b$  сохраняется примерно таким же, как у константы  $c$  [4] и [5]. У некоторых веществ значения  $x$  достаточно постоянны вдоль кривой плавления (анилин, хлороформ), у других — лучшее постоянство обнаруживается на определенном участке кривой (натрий) и у ряда веществ значения  $x$  систематически возрастают или уменьшаются. Подобный систематический ход может быть вызван, в частности, ошибкой в начальном значении  $\Delta V$ , что наглядно иллюстрируется на примере бромистого пропилена (см. табл. 4). Если принять во внимание отмеченные ранее трудности в определении  $\Delta V$  и возможные экспериментальные ошибки, то полученные результаты следует признать вполне удовлетворительными и обнадеживающими.

### Термодинамические параметры плавления

Опираясь на приведенные выше соотношения и основываясь на постоянстве констант  $c$  и  $b$  вдоль кривой плавления, можно получить выражения для основных термодинамических параметров плавления и найти зависимости для некоторых термодинамических величин, определяющих течение этого процесса под давлением.

**Внутренняя энергия.** Связь константы  $c$  с изменением внутренней энергии процесса получим следующим образом. Так как рассматриваемый процесс изобарический, то по первому закону термодинамики

$$\lambda = u_2 - u_1 + p(V_2 - V_1)$$

или

$$\Delta u = \lambda - p\Delta V, \quad (15)$$

где  $u_2 - u_1 = \Delta u$  и  $V_2 - V_1 = \Delta V$  — изменение внутренней энергии и скачок объема при переходе жидкой фазы в твердую.

В тройной точке соответственно имеем:

$$\Delta u_0 = \lambda_0 - p_0\Delta V_0 \quad (16)$$

или, пренебрегая малой величиной  $p_0\Delta V_0$  по сравнению с  $\lambda_0$ ,

$$\Delta u_0 \approx \lambda_0. \quad (17)$$

Подставляя значения  $\lambda$  и  $\lambda_0$  из (15) и (17) в равенство (4) и из (15) и (16) в равенство (5), получим:

$$c = \frac{\ln \left[ \left( \frac{\Delta u}{\Delta V} + p \right) \frac{\Delta V_0}{\Delta u_0} \right]}{\ln \frac{T}{T_0}}. \quad (18)$$

и

$$c - 1 = \frac{1}{p - p_0} \left[ \frac{\Delta u}{\Delta V} - \frac{\Delta u_0}{\Delta V_0} \right]. \quad (19)$$

Соответственно в дифференциальной форме выражения для  $c$  примут вид

$$c = \frac{d \left[ \ln \left( \frac{\Delta u}{\Delta V} + p \right) \right]}{d(\ln T)}$$

и

$$c = \frac{d \left( \frac{\Delta u}{\Delta V} + p \right)}{dp} \quad \text{или} \quad c - 1 = \frac{d \left( \frac{\Delta u}{\Delta V} \right)}{dp}.$$

Из равенства (18) имеем:

$$\Delta u = \left[ \frac{\Delta u_0}{\Delta V_0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^c - p \right] \Delta V, \quad (20)$$

где величины  $p$ ,  $T$  и  $\Delta V$  связаны между собой значениями на кривой плавления в рассматриваемой точке. Заменим в этом равенстве  $\Delta u$  и  $p$  их значениями из выражений (11) и (7а). Так как из соотношения (17)  $\Delta u_0 \approx \lambda_0$ , то изменение внутренней энергии в зависимости от температуры после указанной замены примет вид

$$\Delta u = \lambda_0 \left[ \left( \frac{T}{T_0} \right)^c \left( 1 - \frac{1}{c} \right) + \frac{1}{c} \right] e^{-b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right)}. \quad (21)$$

Представим теперь изменение внутренней энергии в функции давления. Для этого в равенстве (20) заменим  $\Delta u_0$  на  $\lambda_0$ , а выражение  $\frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^c$  на  $\frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + cp$  из кривой плавления (7), после чего

$$\Delta u = \left[ \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + (c-1)p \right] \Delta V. \quad (22)$$

Подставим в это выражение вместо  $\Delta V$  его значение из равенства (11), заменив предварительно в последнем  $T$  из соотношения (13). Получим

$$\Delta u = \left[ \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + (c-1)p \right] \Delta V_0 e^{-b \left[ \left( \frac{cp}{\frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + 1} \right)^{\frac{1}{c}} - 1 \right]}. \quad (23)$$

Таким образом, равенства (21) и (23) выражают изменение внутренней энергии вдоль кривой плавления в функции температуры и соответственно давления.

Найдем значения  $\frac{d(\Delta u)}{dT}$  и  $\frac{d(\Delta u)}{dp}$ . Дифференцируя (21), получим

$$\begin{aligned} \frac{d(\Delta u)}{dT} = & \lambda_0 e^{-b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right)} \left\{ (c-1) \left( \frac{T}{T_0} \right)^c \frac{1}{T} - \right. \\ & \left. - \frac{b}{T_0} \left[ \left( \frac{T}{T_0} \right)^c \left( 1 - \frac{1}{c} \right) + \frac{1}{c} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

Заменим в этом соотношении  $\left( \frac{T}{T_0} \right)^c$  из равенства (4а) и  $e^{-b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right)}$  из равенства (11).

После замены и преобразований с учетом равенства (5а) получим:

$$\frac{d(\Delta u)}{dT} = \frac{\lambda}{T} (c-1) - \frac{b}{T_0} (\lambda - p \Delta V). \quad (25)$$

Используя далее соотношение (15) и имея в виду, что  $\frac{\lambda}{T} = \Delta S$  равно изменению энтропии, равенство (25) можно записать следующим образом:

$$\frac{d(\Delta u)}{dT} = \Delta S (c-1) - \frac{b}{T_0} \Delta u. \quad (25a)$$

Из уравнения (23) производная  $\frac{d(\Delta u)}{dp}$  после ряда преобразований может быть представлена так:

$$\frac{d(\Delta u)}{dp} = \Delta V (c-1) - \frac{b \Delta V_0}{\lambda_0} \left( \frac{T_0}{T} \right)^{c-1} \left\{ \left[ \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + (c-1)p \right] \Delta V \right\}. \quad (26)$$

В этом выражении член, заключенный в фигурные скобки, соответствует равенству (22), т. е.  $\Delta u$ , а следовательно, и  $\frac{d(\Delta u)}{dp}$  можно записать в следующем виде:

$$\frac{d(\Delta u)}{dp} = (c-1) \Delta V - \frac{b \Delta u \Delta V_0}{\lambda_0} \left( \frac{T_0}{T} \right)^{c-1}. \quad (26a)$$

Возвратимся к рассмотрению соотношений, полученных для  $\Delta u$ .

Из выражения (21) следует, что изменение внутренней энергии является сложной функцией температуры: в числитель входит степенная функция, в знаменатель — экспонента. По данным всех обследованных веществ константа  $c > 1$  и одного порядка с постоянной  $b$ , причем  $c > b$ ; но  $c - 1$  может быть как больше, так и меньше  $b$  ( $c - 1 \leq b$ ), что видно из табл. 3 и 4. При этих условиях, вследствие неодинакового роста степенной функции и экспоненты, исследуемая функция  $\Delta u = f(T)$  вдоль кривой плавления при некотором значении  $T$  будет иметь максимум. Максимальное значение температуры найдем из производных  $\frac{d(\Delta u)}{dT}$  или  $\frac{d(\Delta u)}{dp}$ . Так, приравнявая равенство (24) нулю и полагая,

что  $\lambda_0 e^{-b\left(\frac{T}{T_0} - 1\right)} \neq 0$ , найдем, что максимальное значение  $\Delta u$  достигается при температуре, вычисляемой из выражения

$$b\left(\frac{T}{T_0}\right)^c - c\left(\frac{T}{T_0}\right)^{c-1} + \frac{b}{c-1} = 0, \quad (27)$$

где данное вещество характеризуется параметрами  $c$ ,  $b$  и  $T_0$ . К тому же результату придем из выражения  $\frac{d(\Delta u)}{dp}$ . Для некоторых реальных веществ значение  $T_{\max}$  из приведенного соотношения может оказаться меньше  $T_0$ . Это будет означать, что для взятого вещества на реальном участке кривой плавления максимума не существует, и, следовательно,  $\Delta u$  вдоль кривой плавления будет только уменьшаться. Следует при этом заметить, что при увеличении температуры  $\Delta u$  не обращается в нуль. Это следует из того, что первый член выражения (21), заключенный в квадратные скобки, при увеличении температуры только возрастает, а второй при реальных значениях  $b$  и  $T$  никогда не достигает нуля.

**Энтальпия.** Для изобарного процесса тепловой эффект равен изменению энтальпии и, следовательно,  $\lambda = \chi_2 - \chi_1 = \Delta\chi$ . Воспользуемся равенством (5а) и запишем изменение энтальпии в следующем виде:

$$\Delta\chi = \left(\frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + cp\right)\Delta V. \quad (28)$$

Это соотношение также можно получить при помощи равенства (19), основываясь на прямом определении энтальпии. Действительно, изменение энтальпии рассматриваемого процесса выразится так:

$$\Delta\chi = \Delta u + \Delta Vp.$$

Подставив сюда выражение  $\Delta u + \Delta Vp$  из равенства (19), получим (28).

Замена в равенстве (28)  $\Delta V$  из (11) и  $p$  из (7а) приводит к выражению  $\Delta\chi$  в функции температуры

$$\Delta\chi = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^c e^{-b\left(\frac{T}{T_0} - 1\right)}. \quad (29)$$

Подстановка в равенство (28)  $\Delta V$  из (11) с предварительной заменой  $T$  из (13) соответственно даст  $\Delta\chi$  в функции давления

$$\Delta\chi = \left(\frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + cp\right)\Delta V_0 e^{-b\left[\left(\frac{cp}{\frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + 1}\right)^{\frac{1}{c}} - 1\right]}. \quad (30)$$

Полученное для  $\Delta\chi$  соотношение (29) подобно рассмотренному для внутренней энергии. Поэтому можем ожидать, что с возрастанием тем-

пературы изменение энтальпии вначале будет расти, достигнет некоторого максимума, а затем начнет уменьшаться, не обращаясь, однако, в нуль. Для определения максимума найдем предварительно выражения производных  $\frac{d(\Delta\gamma)}{dT}$  и  $\frac{d(\Delta\gamma)}{dp}$ . Дифференцируя (29), получим:

$$\frac{d(\Delta\gamma)}{dT} = \lambda_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^c e^{-b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right)} \left[ \frac{c}{T} - \frac{b}{T_0} \right]. \quad (31)$$

В этом выражении член перед квадратной скобкой равен  $\Delta\chi$ , поэтому оно может быть записано и так:

$$\frac{d(\Delta\gamma)}{dT} = \Delta\chi \left[ \frac{c}{T} - \frac{b}{T_0} \right]. \quad (31a)$$

Заметим, что последнее выражение можно также получить следующим образом. Запишем дифференциал удельной энергии плавления  $\lambda \Delta V$  в виде

$$d \left( \frac{\lambda}{\Delta V} \right) = \frac{\Delta V d\lambda - \lambda d(\Delta V)}{(\Delta V)^2}. \quad (32)$$

Разделив обе части равенства (32) на  $dp$ , получим:

$$\frac{d \left( \frac{\lambda}{\Delta V} \right)}{dp} = \frac{\Delta V d\lambda - \lambda d(\Delta V)}{(\Delta V)^2 dp}. \quad (33)$$

В соответствии с равенством (3) левая часть последнего выражения равна константе  $c$  и, следовательно,

$$d\lambda = c \Delta V dp + \frac{\lambda}{\Delta V} d(\Delta V)$$

или

$$\frac{d\lambda}{dT} = c \Delta V \frac{dT}{dT} + \frac{\lambda}{\Delta V} \cdot \frac{d(\Delta V)}{dT}. \quad (34)$$

Производную  $\frac{d(\Delta V)}{dT}$  найдем, дифференцируя (11):

$$\frac{d(\Delta V)}{dT} = -\frac{b}{T_0} \Delta V_0 e^{-b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right)} = -\frac{b}{T_0} \Delta V. \quad (35)$$

Подставляя теперь в равенство (34)  $\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{\Delta V T}$  из уравнения Клапейрона — Клаузиуса и  $\frac{d(\Delta V)}{dT} = -\frac{b}{T_0} \Delta V$  из (35), получим

$$\frac{d\lambda}{dT} = \lambda \left( \frac{c}{T} - \frac{b}{T_0} \right),$$

т. е. выражение (31a), так как  $\lambda = \Delta\chi$ .

После дифференцирования равенства (30)

$$\frac{d(\Delta\gamma)}{dp} = \left[ c - b \left( \frac{cp}{\lambda_0 \Delta V_0} + 1 \right)^{\frac{1}{c}} \right] \Delta V_0 e^{-b \left[ \left( \frac{cp}{\lambda_0 \Delta V_0} + 1 \right)^{\frac{1}{c}} - 1 \right]}. \quad (36)$$

Применяя обратную замену и используя соотношения (11) и (13), выражение (36) можно записать следующим образом:

$$\frac{d(\Delta\chi)}{dp} = \left(c - b \frac{T}{T_0}\right) \Delta V. \quad (36a)$$

Для определения максимума  $\Delta\chi$  воспользуемся производной  $\frac{d(\Delta\chi)}{dT}$  из выражения (31a). Приравнявая это равенство нулю и заметив, что  $\Delta\chi \neq 0$ , найдем значение температуры, при которой  $\Delta\chi$  достигает максимальной величины:

$$T = T_0 \frac{c}{b}. \quad (37)$$

На основании сказанного ранее  $c > b$ , следовательно,  $T > T_0$  и, таким образом, кривая  $\Delta\chi = f(T)$  будет иметь максимум у всех веществ. Так как функция  $\Delta\chi = f(T)$  рассматривается нами вдоль кривой плавления, то, очевидно, к выражению (37) придем также и из производной  $\frac{d(\Delta\chi)}{dp}$ .

**Энтропия.** Для обратимого изотермического процесса (каковым является процесс плавления) изменение энтропии выразится так:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \frac{\lambda}{T} = \frac{\Delta\chi}{T}, \quad (38)$$

где  $S_2$  и  $S_1$  — энтропия жидкой и твердой фазы.

Подставив в равенство (38) значение  $\Delta\chi$  из (29), получим изменение энтропии в функции температуры

$$\Delta S = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^c \frac{1}{T} e^{-b \left(\frac{T}{T_0} - 1\right)}. \quad (39)$$

Если в равенстве (38) подставить  $\lambda$  из (5a),  $\Delta V$  из (11) и  $T$  из (13), то изменение энтропии выразим в функции давления

$$\Delta S = \left(\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}\right)^{\frac{1}{c}} \left(\frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + cp\right)^{1 - \frac{1}{c}} \frac{\Delta V_0}{T_0} e^{-b \left[ \left(\frac{cp}{\frac{\lambda_0}{\Delta V_0}} + 1\right)^{\frac{1}{c}} - 1 \right]}. \quad (40)$$

Выражение (39) для  $\Delta S$  аналогично равенству (29) для энтальпии и отличается от последнего дополнительным членом  $\frac{1}{T}$ . Поэтому следует полагать, что изменение энтропии вдоль кривой плавления по своему характеру окажется общим с поведением энтальпии.

Дифференцирование уравнения (39) дает

$$\frac{d(\Delta S)}{dT} = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^c \frac{1}{T} e^{-b \left(\frac{T}{T_0} - 1\right)} \left[ \frac{c-1}{T} - \frac{b}{T_0} \right]. \quad (41)$$

С учетом (39) выражение (41) можем записать и так:

$$\frac{d(\Delta S)}{dT} = \Delta S \left[ \frac{c-1}{T} - \frac{b}{T_0} \right]. \quad (41a)$$

Производная из равенства (40) соответственно принимает вид:

$$\frac{d(\Delta S)}{dp} = \Delta V_0 e^{-b \left[ \left( \frac{cp}{\lambda_0} + 1 \right)^{\frac{1}{c}} - 1 \right]} \left[ \frac{c-1}{T_0} \cdot \frac{1}{\left( \frac{cp}{\lambda_0} + 1 \right)^{\frac{1}{c}}} - \frac{b}{T_0} \right]. \quad (42)$$

или после обратной замены  $\Delta V$  и  $T$  из (11) и (13)

$$\frac{d(\Delta S)}{dp} = \left[ \frac{c-1}{T} - \frac{b}{T_0} \right] \Delta V. \quad (42a)$$

Для определения максимума на кривой  $\Delta S = f(T)$  воспользуемся равенством (41a). Имеем

$$\Delta S \left[ \frac{c-1}{T} - \frac{b}{T_0} \right] = 0,$$

а так как  $\Delta S \neq 0$ , то максимум  $\Delta S$  достигается при

$$T = T_0 \frac{c-1}{b}. \quad (43)$$

Отсюда видно, что для веществ, у которых  $c-1 < b$ , изменение энтропии вдоль кривой плавления способно только уменьшаться (температура, соответствующая максимуму, меньше  $T_0$ ). У веществ, удовлетворяющих условию  $c-1 > b$ , максимум  $\Delta S$  будет соответствовать реальному значению  $T$  на кривой плавления.

**Свободная энергия.** По определению свободной энергии ее изменение для процесса плавления можно записать следующим образом:

$$F_2 - F_1 = \Delta F = u_2 - u_1 - T(S_2 - S_1).$$

Отсюда

$$\Delta F = \Delta u - T\Delta S$$

или

$$\Delta F = -\Delta Vp. \quad (44)$$

Применяя в уравнении (44) уже известные подстановки из (11) и (7a), выразим  $\Delta F$  в функции температуры

$$\Delta F = -\frac{1}{c} \lambda_0 \left[ \left( \frac{T}{T_0} \right)^c - 1 \right] e^{-b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right)}. \quad (45)$$

При подстановке в уравнение (44)  $\Delta V$  из (11) с заменой в последнем  $T$  из (13) получим  $\Delta F$  в зависимости от давления

$$\Delta F = -p \Delta V_0 e^{-b \left[ \left( \frac{cp}{\lambda_0} + 1 \right)^{\frac{1}{c}} - 1 \right]}. \quad (46)$$

Производная из уравнения (45) принимает вид

$$\frac{d(\Delta F)}{dT} = \lambda_0 e^{-b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right)} \left\{ \frac{1}{c} \left[ \left( \frac{T}{T_0} \right)^c - 1 \right] \frac{b}{T_0} - \left( \frac{T}{T_0} \right)^c \frac{1}{T} \right\}. \quad (47)$$

Это соотношение при использовании равенств (11), (7а) и (39) можно представить и так:

$$\frac{d(\Delta F)}{dT} = \frac{p\Delta Vb}{T_0} - \Delta S. \quad (47a)$$

Дифференцирование равенства (46) дает следующее выражение:

$$\frac{d(\Delta F)}{dp} = \frac{p\Delta VbT}{T_0 \left( \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} + cp \right)} - \Delta V, \quad (48)$$

которое при использовании равенства (5а) принимает вид

$$\frac{d(\Delta F)}{dp} = \Delta V \left[ \frac{b}{T_0} \cdot \frac{pT\Delta V}{\lambda} - 1 \right]. \quad (48a)$$

Как видно из выражения (45), изменение свободной энергии отрицательно, общий же вид его аналогичен предыдущим термодинамическим величинам. Поэтому на кривой  $\Delta F=f(T)$  по достижении некоторой температуры следует ожидать минимума. Минимальному значению  $\Delta F$  будет соответствовать температура, величину которой найдем из соотношения (47). Приравняв его нулю и имея в виду, что  $\lambda_0 e^{-b \left( \frac{T}{T_0} - 1 \right)} = 0$ , получим

$$b \left( \frac{T}{T_0} \right)^c - c \left( \frac{T}{T_0} \right)^{c-1} - b = 0. \quad (49)$$

**Термодинамический потенциал.** Из определения термодинамического потенциала  $Z=u-TS+Vp$  разность  $\Delta Z$  для двух фаз может быть записана следующим образом:

$$\Delta Z = \Delta u - T\Delta S + p\Delta V.$$

Два первые слагаемые правой части этого равенства

$$\Delta u - T\Delta S = -p\Delta V,$$

и тогда получаем  $\Delta Z=0$ , т. е. известное положение о том, что термодинамические потенциалы при фазовом переходе остаются постоянными. Действительно, подстановка в приведенное равенство найденных ранее значений  $\Delta u$  и  $\Delta S$  дает  $\Delta Z=0$ .

**Сопоставление теории с данными опыта.** Проиллюстрируем справедливость полученных выше выражений расчетами для анилина и натрия. Значения констант  $c$  и  $b$  для этих веществ, найденные из экспериментальных данных Бриджмена при давлениях до  $12000 \text{ кгс/см}^2$ , возьмем из [4], [5] и настоящей работы. У анилина постоянство константы  $b$  выдерживается надежно во всем интервале давления, у натрия на первой половине участка кривой плавления  $b$  уменьшается, а далее почти постоянно (см. табл. 3). В расчетах приняты средние значения констант: для анилина  $c=2,33$ ,  $b=1,14$ ; для натрия  $c=3,55$ ,  $b=3,36$ . Как видим, взятые вещества существенно различаются соотношениями констант  $c$  и  $b$ , что в соответствии с изложенным выше представляет особый интерес.

Сначала рассмотрим приведенные на рис. 7 расчетные [по уравнению (11)] и экспериментальные значения  $\Delta V$  для взятых веществ. Теоретическая кривая вычислена для температур, значительно превосходящих опытные. Предельная температура для натрия соответствует давлению примерно  $100\,000 \text{ кгс/см}^2$ , а для анилина—около  $70\,000 \text{ кгс/см}^2$ .



Экспериментальные точки для анилина практически ложатся на кривую, для натрия точки немного смещены, преимущественно во второй части кривой. После сказанного о постоянстве константы  $b$  для натрия это не требует разъяснений.

На рис. 8—11 изображены теоретические кривые для  $\Delta u$ ,  $\Delta \chi$ ,  $\Delta S$  и  $\Delta F$  в зависимости от температуры, кружки и точки соответствуют экспериментальным значениям. Поведение этих кривых с учетом соотношений между значениями  $c$  и  $b$  полностью отражает ранее сказанное. Для анилина все термодинамические функции имеют экстремумы; для натрия кривые  $\Delta u$  и  $\Delta S$  с самого начала кривой плавления уменьшаются, что и следовало ожидать, так как у него  $c-1 < b$ . Значения температур, соответствующие экстремумам, совпадают с расчетными и, наконец, значения всех термодинамических функций даже при исключительно большом интервале температур весьма далеки от нуля.

Что касается согласования опытных данных, вычисленных Бриджменом из его экспериментов  $p-\Delta w-T$ , с теоретическими кривыми, то для анилина оно в общем оказалось очень хорошим. Практически можно говорить о некотором смещении точек с кривой  $\Delta u=f(T)$ , которое вообще невелико (порядка 5%), и в конце точки с кривой сближаются, причем в опытных данных намечается ожидаемый максимум.

Экспериментальные результаты для натрия по  $\Delta \chi$  и  $\Delta u$  оказались несколько иными. На начальном участке опытные данные совпадают или близки расчетным, а затем экспериментальные кривые располагаются необычно. Например, энтальпия сначала медленно падает, затем растет и в конце снова падает. Такое изменение значений энтальпии для натрия оказалось почти единственным в экспериментах Бриджмена и, вероятно всего, ошибочно. По абсолютной же величине отклонения от теоретической кривой и здесь не превышают 5%. Опытные данные  $\Delta F$  для натрия практически полностью совпадают с расчетными, а у  $\Delta S$  обнаруживается небольшое расхождение в конце экспериментальной кривой.

Таким образом, несмотря на приближенные значения взятых констант  $b$  и  $c$  и возможные ошибки в значениях  $\Delta \chi$ ,  $\Delta u$ ,  $\Delta S$  и  $\Delta F$ , вычисленных Бриджменом из эксперимента через производные  $\frac{dp}{dT}$ , совпадение теории с данными опыта оказалось весьма удовлетворительным.

### Сжимаемость и термические свойства вещества вдоль кривой плавления

На основе приведенных выше положений представляется возможным сделать некоторые дополнительные выводы, относящиеся к исследуемому процессу. В частности, следуя Бриджмену [7], рассмотрим соотношения между разностью теплоемкостей жидкой и твердой фаз

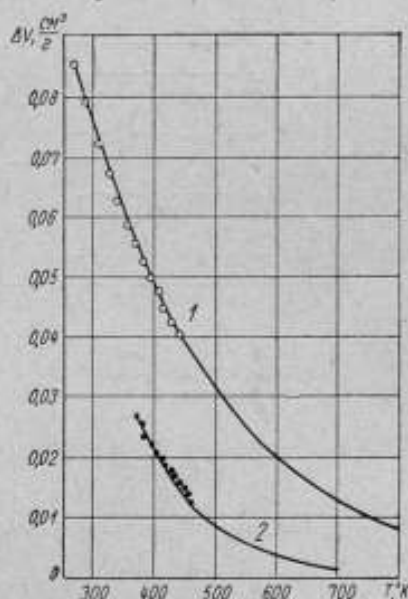


Рис. 7. Скачок объема вдоль кривой плавления: 1—для анилина; 2—для натрия.

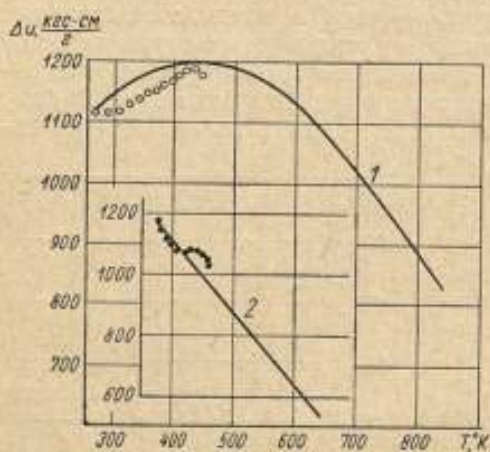


Рис. 8. Изменение внутренней энергии вдоль кривой плавления: 1—для кремния; 2—для натрия.

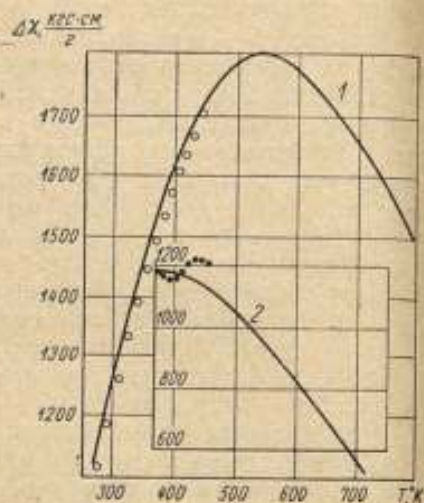


Рис. 9. Изменение энтальпии вдоль кривой плавления: 1—для кремния; 2—для натрия.

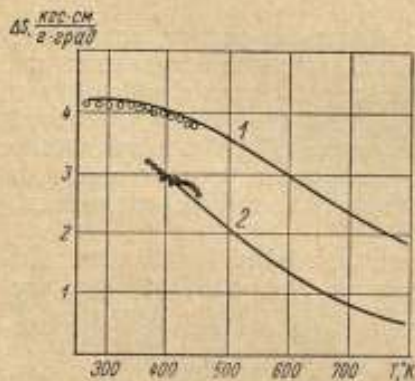


Рис. 10. Изменение энтропии вдоль кривой плавления: 1—для кремния; 2—для натрия.

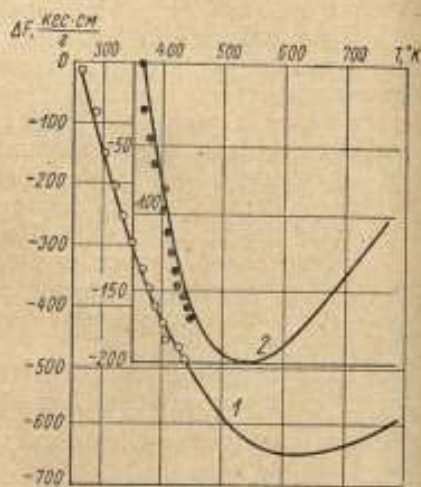


Рис. 11. Изменение свободной энергии вдоль кривой плавления: 1—для кремния; 2—для натрия.

и соответствующими характеристиками сжимаемости и термического расширения вещества вдоль кривой плавления.

Полные дифференциалы объемов для жидкой и твердой фаз запишутся так:

$$dV_2 = \left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_T dp,$$

$$dV_1 = \left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial V_1}{\partial p}\right)_T dp,$$

где  $V_2$  и  $V_1$  — соответственно объемы жидкой и твердой фазы. Из этих соотношений величина

$$d(\Delta V) = dV_2 - dV_1,$$

выразится следующим образом:

$$d(\Delta V) = \left[ \left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_p \right] dT + \left[ \left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_T - \left(\frac{\partial V_1}{\partial p}\right)_T \right] dp. \quad (50)$$

Вводя обозначения

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_p = \left[ \frac{\partial(\Delta V)}{\partial T} \right]_p = \Delta\beta \quad (51)$$

и

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_T - \left(\frac{\partial V_1}{\partial p}\right)_T = \left[ \frac{\partial(\Delta V)}{\partial p} \right]_T = \Delta\alpha, \quad (52)$$

перепишем равенство (50) так:

$$d(\Delta V) = \Delta\beta dT + \Delta\alpha dp. \quad (53)$$

С другой стороны, термодинамика дает соотношение

$$d\chi = C_p dT + \left[ V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \right] dp. \quad (54)$$

Разности теплоемкостей и энтальпий для двух фаз запишутся так:

$$\Delta C_p = C_{p_2} - C_{p_1}, \quad (55)$$

$$d(\Delta\chi) = d\chi_2 - d\chi_1. \quad (56)$$

Тогда изменение энтальпии вдоль кривой плавления на основании равенства (54) с учетом (51), (55) и (56) выразится следующим образом:

$$d(\Delta\chi) = \Delta C_p dT + [\Delta V - T\Delta\beta] dp \quad (57)$$

или

$$\frac{d(\Delta\chi)}{dT} = \Delta C_p + [\Delta V - T\Delta\beta] \frac{dp}{dT}. \quad (58)$$

Бриджмен, приводя в работе [7] соотношения (53) и (58), указывает, что первое из них позволяет на основе опытных данных вычислить  $\Delta\beta$ , и тогда из второго можно получить  $\Delta C_p$ . Примененный Бриджменом метод измерения скачка объема позволяет непосредственно из эксперимента получить  $\Delta\alpha$  по разности наклона изотермы  $V$  и  $p$  для жидкой и твердой фаз вблизи точки разрыва непрерывности.

Влияние примесей сглаживает резкость точки фазового перехода, и поэтому не всегда  $\Delta\alpha$  можно получить из опыта с достаточной надежностью. С еще меньшей достоверностью можно говорить о  $\Delta\beta$ , так как при вычислении по равенству (53) необходимо применять производные  $\frac{dp}{dT}$  и  $\frac{d(\Delta V)}{dT}$ . При расчетах  $\Delta C_p$  из уравнения (58) приходится дополнительно пользоваться такими мало надежными величинами, как  $\frac{d(\Delta\gamma)}{dT}$ .

Основываясь частично на экспериментах по определению  $\Delta\alpha$  и используя также опытные данные  $p$ ,  $T$ ,  $\Delta V$  и упомянутые выше расчеты, Бриджмен в работе [7] приводит значения  $\Delta\alpha$  и  $\Delta\beta$ . Данные для  $\Delta\alpha$  даются в функции давления вдоль кривой плавления, и автор считает их более достоверными, чем для  $\Delta\beta$ . Последние относятся к давлениям 1 и 12000 кгс/см<sup>2</sup> и рассматриваются как приближенные значения. Величин  $\Delta C_p$  Бриджмен вообще не приводит, что, по-видимому, связано с небольшой достоверностью значений  $\Delta\alpha$  и  $\Delta\beta$ .

Уравнения (53) и (58) мы можем существенно улучшить. Решая (53) относительно  $\Delta\beta$ , получим

$$\Delta\beta = \frac{d(\Delta V)}{dT} - \Delta\alpha \frac{dp}{dT}$$

и после замены  $\frac{d(\Delta V)}{dT}$  из (35)

$$\Delta\beta = -\frac{b}{T_0} \Delta V - \Delta\alpha \frac{dp}{dT}. \quad (59)$$

Подставляя сюда значения  $\Delta V$  из (11) и  $\frac{dp}{dT}$  из уравнения кривой плавления (7) в виде  $\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^c \frac{1}{T}$ , получим  $\Delta\beta$ , выраженное через  $\Delta\alpha$  и  $T$  вдоль кривой плавления

$$\Delta\beta = -\frac{b}{T_0} \Delta V_0 e^{-b\left(\frac{T}{T_0}-1\right)} - \Delta\alpha \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^c \frac{1}{T}. \quad (60)$$

Все величины этого выражения, кроме  $\Delta\alpha$ , существенно положительные, а  $\Delta\alpha$  всегда отрицательна. Поэтому знак будет определяться разностью двух членов. Как правило, второй член больше первого по абсолютной величине и, следовательно,  $\Delta\beta$  положительна, т. е. термическое расширение жидкой фазы вдоль кривой плавления больше твердой.

Таким образом, зная для взятого вещества константы  $c$  и  $b$ , а также величину  $\Delta\alpha$ , из равенства (60) легко получаем соответствующие значения  $\Delta\beta$ .

Теперь обратимся к вычислению  $\Delta C_p$ . Подставив в равенство (58) значение  $\frac{d(\Delta\gamma)}{dT}$  из (31a) и заменив  $\frac{dp}{dT}$  через  $\frac{\Delta\gamma}{\Delta VT}$ , получим

$$\Delta C_p = \Delta\gamma \left[ \frac{c-1}{T} - \frac{b}{T_0} + \frac{\Delta\beta}{\Delta V} \right]. \quad (61)$$

Это же выражение для  $\Delta C_p$  можно получить и по-другому. Известно, что

$$\frac{dS}{dT} = \frac{C_p}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \frac{dp}{dT}.$$

Для двухфазного состояния

$$\frac{d(\Delta S)}{dT} = \frac{\Delta C_p}{T} - \Delta\beta \frac{dp}{dT},$$

где  $\Delta\beta$  соответствует равенству (51).

Вставляя в это равенство значение  $\frac{d(\Delta S)}{dT}$  из уравнения (41a) и заменяя  $\frac{dp}{dT}$  из уравнения Клапейрона — Клаузиуса, получим, как и следовало ожидать, уравнение (61).

Если в уравнении (61) заменить  $\Delta V$  из (11) и  $\Delta\alpha$  из соотношения (29), то оно примет вид

$$\Delta C_p = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^c e^{-b\left(\frac{T}{T_0}-1\right)} \left[ \frac{c-1}{T} - \frac{b}{T_0} + \frac{\Delta\beta}{\Delta V_0} e^{b\left(\frac{T}{T_0}-1\right)} \right]. \quad (61a)$$

Из опыта более надежно получить значения  $\Delta\alpha$ , а не  $\Delta\beta$ . Поэтому произведем в уравнении (61) подстановку значения  $\Delta\beta$  из равенства (59)

$$\Delta C_p = \frac{\lambda}{\Delta V T} \left[ \left( c - 1 - 2b \frac{T}{T_0} \right) \Delta V - \frac{\Delta\alpha\lambda}{\Delta V} \right]. \quad (62)$$

или в развернутом виде, после обычной замены, получим

$$\Delta C_p = -\frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^c \frac{1}{T} \left[ \left( c - 1 - 2b \frac{T}{T_0} \right) \Delta V_0 e^{-b\left(\frac{T}{T_0}-1\right)} - \Delta\alpha \frac{\lambda_0}{\Delta V_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^c \right]. \quad (62a)$$

Из равенства (61) следует, что знак  $\Delta C_p$  определяется знаком суммы членов, заключенных в квадратные скобки. Относительно членов этой суммы можно сказать следующее: у всех обследованных веществ значение  $c-1$  всегда положительно, а константа  $b$  может быть как меньше, так и больше его. Член  $\frac{c-1}{T}$  зависит от температуры, и

его значение меняется вдоль кривой плавления. Член  $\frac{\Delta\beta}{\Delta V}$  также переменный, но всегда положительный. Отсюда следует, что разность теплоемкостей  $\Delta C_p$  может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Это означает, что теплоемкость жидкой фазы вдоль кривой плавления может быть как больше, так и меньше теплоемкости твердой фазы. Возможно ожидать переход  $\Delta C_p$  из положительной в отрицательную область и, следовательно, существование на кривой плавления точки, где  $\Delta C_p = 0$ .

По порядку величин, входящих в уравнения для  $\Delta C_p$ , можно вывести заключение, что  $\Delta C_p$  невелико. Этот вывод оправдан, так как едва ли теплоемкости твердой и сильно сжатой жидкой фаз могут существенно различаться.

Если в равенствах (61) и (62) отбросить малые значения  $\Delta C_p$ , то соотношения для  $\Delta\beta$  и  $\Delta\alpha$  примут следующий вид:

$$\Delta\beta = \frac{\Delta V}{T} \left[ c - 1 - b \frac{T}{T_0} \right] \quad (63)$$

$$\Delta\alpha = \frac{(\Delta V)^2}{\lambda} \left[ c - 1 - 2b \frac{T}{T_0} \right]. \quad (64)$$

В общем случае соотношения (63) и (64) следует рассматривать в качестве грубого приближения. Однако они остаются действитель-

ными для отдельной точки кривой плавления тех веществ, у которых в этой точке  $\Delta C_p = 0$ .

Приведенные результаты позволяют получить уравнение кривой плавления в дифференциальной форме, выраженное через термические свойства вещества, т. е. в иных параметрах, чем это дает уравнение Клапейрона — Клаузиуса.

Из равенства (59) непосредственно получаем

$$\frac{dp}{dT} = -\frac{1}{\Delta\alpha} \left[ \frac{b}{T_0} \Delta V + \Delta\beta \right]. \quad (65)$$

Заменим в этом равенстве  $\Delta\beta$  его значением из уравнения (61). Тогда

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta V}{\Delta\alpha} \left[ \frac{c-1}{T} - \frac{2b}{T_0} - \frac{\Delta C_p}{\lambda} \right]. \quad (66)$$

Наконец, решая уравнение (61) относительно  $\Delta\beta$  и умножая обе части на  $\frac{T}{\lambda}$ , представим его в следующем виде:

$$\frac{T\Delta\beta}{\lambda} = \left[ \frac{\Delta C_p}{\lambda} - \frac{c-1}{T} + \frac{b}{T_0} \right] \frac{\Delta VT}{\lambda}.$$

Множитель за скобками в правой части равен  $\frac{dT}{dp}$ , и, следовательно,

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{\Delta\beta T} \left[ \frac{\Delta C_p}{\lambda} - \frac{c-1}{T} + \frac{b}{T_0} \right]. \quad (67)$$

Таким образом, уравнения (65), (66) и (67) отображают процесс плавления в дифференциальной форме через разностные параметры, характеризующие сжимаемость и термические свойства вещества в жидкой и твердой фазе. По общим физическим соображениям, это положение не является неожиданным. Из самого существа фазового перехода рассматриваемого вида следует, что переход из жидкой в твердую фазу наступает при вполне определенном  $p$ - $V$ - $T$  состоянии каждой фазы, а следовательно, и при вполне определенных значениях коэффициентов сжимаемости и термического расширения этих фаз.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жоховский М. К. Проблема создания шкалы сверхвысоких давлений. «Измерительная техника», 1957, № 2, стр. 3—10.
2. Жоховский М. К., Разумихин В. Н. Кривая плавления ртути до 20000  $\text{кгс/см}^2$  как шкала высоких давлений. «Измерительная техника», 1957, № 4, стр. 43—47.
3. Жоховский М. К., Разумихин В. Н., Золотых Е. В., Бутова Л. Л. Термодинамическая шкала высоких давлений до 25000  $\text{кгс/см}^2$ . «Измерительная техника», 1959, № 11, стр. 26—29.
4. Жоховский М. К. О некоторых закономерностях в плавлении веществ и их значениях для шкалы высоких давлений. «Измерительная техника», 1958, № 2, стр. 16—21.
5. Жоховский М. К. Термодинамический метод воспроизведения сверхвысоких давлений. Труды институтов Комитета, вып. 46(106). М., Стандартгиз, 1960, стр. 68—80.
6. F. Simon. Trans. Farad. Soc., 33 65, 1937.
7. Бриджмен П. В. Физика высоких давлений. М., ОНТИ, 1935.
8. Bridgman P. W. Phys. Review, III, 3, 1914.
9. Bridgman P. W. Phys. Review, IV, 1, 1915.
10. Michels A., Blaisse V., Hoogschagen J. Physica, IX, № 6, June, 1942.
11. Жоховский М. К. Кривая плавления ртути при давлениях до 10000  $\text{кгс/см}^2$ . «Измерительная техника», 1955, № 5, стр. 3—6.
12. Holland, F. A., Huggill J. A., Jones, J. O., Simon, F. E. Nature, 165, 147—148, 1950, January, 28, № 4187.
13. Stryland J. C., Grawford J. E., Mastoor M. A. Canadian Journal of Physics, 38, № 11, 1960.
14. Bridgman P. W. Proc. Am. Acad. Sci., 74, 12, 1942.

Статья поступила в мае 1962 г.

## IV. ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

УДК 532.137.092.001

*Е. В. Золотых*

ВНИИФТРИ

### ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИСКОЗИМЕТРОВ С ПАДАЮЩИМ И С КАТЯЩИМСЯ ШАРИКОМ

Рассмотрена теория вискозиметров с падающим и с катящимся шариком, построенная на основе гидродинамического подобия. Найдены критерии подобия и получены формулы, связывающие время движения шарика с вязкостью жидкости и параметрами приборов. Формулы справедливы для вискозиметра с падающим шариком и вискозиметра с углом наклона трубки к вертикали  $10^\circ$  в заданном интервале значения  $d/D$ . Освещены некоторые дополнительные вопросы, представляющие общий интерес в вискозиметрии.

Настоящее исследование поставлено в связи с использованием вискозиметров с падающим и катящимся шариком для измерения вязкости жидкостей при высоких давлениях. Возникающие под влиянием такого давления деформации измерительных элементов приборов (трубки, шарика) приводят к погрешностям в результатах измерения. Для надежного учета деформационных погрешностей в связи с этим требуется либо вывести аналитические формулы зависимости вязкости от параметров прибора, либо провести сложные и трудоемкие исследования экспериментального характера.

Мы отдали предпочтение первому виду исследования, которое даст более полное решение вопроса о теории вискозиметров в целом и наиболее удобную форму для рассмотрения частного вопроса о деформационных погрешностях. В настоящей работе главное внимание уделено выводу аналитических соотношений. Вопрос о деформационных погрешностях приборов рассмотрен в другой статье\*.

Материал излагается отдельно для каждого типа вискозиметра.

#### Вискозиметр с падающим шариком

Решение задачи об осевом движении шарика в вязкой жидкости, заключенной в цилиндрический сосуд конечных размеров, в общем виде представляет большие математические трудности. Стокс, Осен и Факсен рассматривали эту задачу с известными приближениями и ограни-

\* См. статью на стр. 111.

чениями, вследствие чего их формулы справедливы лишь при выполнении ряда условий, связанных с геометрией сосуда, характером движения и физическими свойствами исследуемых жидкостей. Некоторые из этих условий трудно выполнимы на практике, поэтому полученные решения имеют ограниченные точность и область применения.

Формулы Стокса и Осеена найдены для случая бесгранично распространяющейся жидкости и могут быть применены лишь к вискозиметрам, у которых диаметр шарика исчезающе мал по сравнению с диаметром сосуда.

Формула Факсена найдена с учетом влияния цилиндрических стенок сосуда и в принципе может быть распространена на более широкий круг приборов. Однако расчеты по ней затруднительны в связи с тем, что в выражение поправки на влияние стенок входит некоторая функция, значения которой из-за сложности могут быть определены лишь графическим путем. Кроме того, искомая величина вязкости входит в правую часть формулы под знаком числа Рейнольдса.

Различные исследователи пытались найти поправку на действие стенок прибора чисто эмпирическим путем. Вследствие этого полученные решения, например, формула Ладенбурга, справедливы лишь в известных условиях только для исследованных приборов, и распространять их на приборы с существенно отличными параметрами нельзя.

При решении задачи об осевом движении шарика в цилиндрическом сосуде нами применен метод теории подобия. При выводе критериев подобия мы воспользовались работой [1], в которой на основе этой теории решена задача градуировки ротаметров.

Сущность метода в применении к вискозиметру с падающим шариком сводится к следующему. Скорость движения шарика  $v$  в вискозиметре зависит от вязкости  $\eta$  и плотности  $\rho$  испытуемой жидкости, диаметра  $d$  и приведенного веса  $G$  шарика, диаметра трубки  $D$  и удаленности концов вискозиметра  $H$  от рабочей части прибора, т. е.

$$v = F(\eta, \rho, d, G, D, H). \quad (1)$$

Приведенный вес шарика  $G$  определяется соотношением:

$$G = V(\sigma - \rho)g,$$

где  $V$  — объем шарика;

$\sigma$  — его плотность;

$g$  — ускорение свободного падения.

Ограничим задачу рассмотрением вискозиметров, в которых влияние концов устранено путем выбора рабочей части трубки в зоне установившегося движения. При этом условии уравнение (1) принимает следующий вид:

$$f(v, \eta, \rho, d, G, D) = 0. \quad (2)$$

Размерность величин, входящих в (2), приведена в табл. 1.

Таблица 1

Измеряемая величина	$v$	$d$	$D$	$G$	$\rho$	$\eta$
Размерность	$LT^{-1}$	$L$	$L$	$MLT^{-2}$	$ML^{-3}$	$ML^{-1}T^{-1}$

В уравнении (2) число неизвестных равно шести, а число независимых величин трем ( $L, M, T$ ), поэтому должно существовать соотношение:

$$f(\pi_1, \pi_2, \pi_3) = 0, \quad (3)$$



в котором

$$\left. \begin{aligned} \pi_1 &= D^{\lambda_1} d^{\beta_1} G^{\gamma_1} \rho^{\delta_1} v^{\varepsilon_1} \eta^{\lambda_1} \\ \pi_2 &= D^{\lambda_2} d^{\beta_2} G^{\gamma_2} \rho^{\delta_2} v^{\varepsilon_2} \eta^{\lambda_2} \\ \pi_3 &= D^{\lambda_3} d^{\beta_3} G^{\gamma_3} \rho^{\delta_3} v^{\varepsilon_3} \eta^{\lambda_3} \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

и при этом все величины  $\lambda$  безразмерны.

Приняв в уравнениях (4) три показателя произвольными, запишем эту систему в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \pi_1 &= D^{-1} d^1 G^0 \rho^0 v^1 \eta^1 \\ \pi_2 &= D^0 d^{\beta_2} G^{\gamma_2} \rho^{\delta_2} v^1 \eta^{-1} \\ \pi_3 &= D^0 d^{\beta_3} G^{-1} \rho^{\delta_3} v^{\varepsilon_3} \eta^2 \end{aligned} \right\}. \quad (5)$$

Условия отсутствия размерностей в первом уравнении системы приводят к значениям неизвестных  $\lambda_1 = \gamma_1 = \varepsilon_1 = 0$ , откуда

$$\pi_1 = \frac{d}{D}. \quad (6)$$

Соответственно во втором уравнении  $\beta_2 = \delta_2 = 1$ ;  $\gamma_2 = 0$  и

$$\pi_2 = \frac{v d \rho}{\eta}, \quad (7)$$

в третьем

$$\left. \begin{aligned} \beta_3 = \varepsilon_3 = 0; \quad \delta_3 = -1, \\ \pi_3 = \frac{\eta^2}{G \rho}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Представление безразмерных параметров  $\pi_1$ ,  $\pi_2$ ,  $\pi_3$  в указанном виде не является единственно возможным. Положив, например,  $\lambda_3 = 0$ , получим  $\pi_3 = \frac{d^2 v^2 \rho}{G}$ . Однако независимо от вида параметров  $\pi_1$ ,  $\pi_2$

и  $\pi_3$  конечная формула приводится к одному и тому же виду (16).

Таким образом, уравнение (2) может быть переписано в виде:

$$f\left(\frac{d}{D}, \frac{v d \rho}{\eta}, \frac{\eta^2}{G \rho}\right) = 0, \quad (9)$$

и условия подобия потоков в вискозиметре с падающим шариком записываются следующим образом:

$$\frac{d_1}{D_1} = \frac{d_2}{D_2}, \quad (10)$$

$$\frac{v_1 d_1 \rho_1}{\eta_1} = \frac{v_2 d_2 \rho_2}{\eta_2}, \quad (11)$$

$$\frac{\eta_1^2}{G_1 \rho_1} = \frac{\eta_2^2}{G_2 \rho_2}. \quad (12)$$

Уравнение (10) выражает требование геометрического подобия вискозиметров; уравнение (11)—условие равенства чисел Рейнольдса.

Параметр  $\frac{\eta^2}{G \rho}$  равенства (12) не имеет определенного наименования, но довольно часто применяется при решении задач методами подобия в гидродинамике вязкой жидкости (см. например [2]).

Из уравнений (10) — (12) следует, что в вискозиметрах с равными отношениями  $\frac{d}{D}$  и при потоках с равными числами Re неизбежно должно соблюдаться равенство критериев  $\frac{\eta^2}{G\rho}$ .

Рабочая формула, связывающая скорость падения шарика со свойствами жидкости и геометрическими параметрами прибора, может быть найдена из обработки экспериментальных данных, полученных для заданных отношений  $\frac{d}{D}$  и функционально выражаемых соотношением:

$$\frac{vd\rho}{\eta} = f\left(\frac{\eta^2}{G\rho}\right). \quad (13)$$

Указанные соотношения были получены из большой серии опытов, в которых варьировали все величины, входящие в безразмерные критерии. Экспериментально определяли скорость движения шариков с различными значениями  $d$ ,  $\sigma$  и  $G$  в жидкостях известной вязкости и плотности в двух вискозиметрах, предназначенных для измерения вязкости при высоких давлениях. Первый прибор, рассчитанный на давление 5000 кгс/см<sup>2</sup>, описан в работе [3]; у второго — на давление до 10000 кгс/см<sup>2</sup> — диаметр трубки 19 мм, длина рабочей части 97 мм, длина холостого хода шариков 30 мм.

Было применено девять шариков; интервал отношений  $\frac{d}{D}$  определялся неравенством:

$$0,0225 < \frac{d}{D} \leq 0,526. \quad (14)$$

Данные о трубках и шариках, применявшихся в экспериментах, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Вискозиметр	$d, \text{ см}$	$\frac{d}{D}$	$A$	$\lg \frac{D-d}{D}$
Для давления до 5000 кгс/см <sup>2</sup> , $D = 3 \text{ см}$	0,50045	0,1663	1,1556	-0,0793
	0,31743	0,1058	1,0878	-0,0486
	0,15875	0,0529	1,0245	-0,0236
	0,0674	0,0225	0,9973	-0,00988
	0,0996	0,0332	1,0056	-0,0147
Для давления до 10000 кгс/см <sup>2</sup> , $D = 1,9 \text{ см}$	1,0002	0,5260	1,7580	-0,3246
	0,6336	0,3335	1,5908	-0,1763
	0,79424	0,4180	1,5308	-0,2351
	0,5004	0,2634	1,2842	-0,1328

В качестве жидкостей применялись минеральные, растительные и синтетические масла, глицерин и его водные растворы, растворы глицерина с этиленгликолем и смеси канифоли с касторовым маслом. Вязкость жидкостей находилась в пределах 0,01—70 лз, была измерена с помощью капиллярных вискозиметров (при  $\eta \leq 10$  лз) и вискозиметра Гепплера (при  $\eta > 10$  лз). В зависимости от природы жидкости и примененного прибора вязкость определяли с точностью

0,5—1%. Плотность измеряли ареометром с точностью  $\pm 0,001 \text{ г/см}^3$ . Продолжительность падения шарика определяли многократно по секундомеру с ценой деления 0,2 сек. Температуру жидкости во время измерений поддерживали постоянной (колебания допускались в пределах  $\pm 0,05^\circ\text{C}$ ).

Параметры  $\frac{vdp}{\eta}$  и  $\frac{\eta^2}{Gp}$  для различных  $\frac{d}{D}$  нанесены на рис. 1 в двойном логарифмическом масштабе. При этом данные для трех значений  $\frac{d}{D}$ , равных 0,0225, 0,0332 и 0,0529, практически легли на одну кривую. Из рис. 1 видно, что зависимость  $\lg \frac{vdp}{\eta} = f(\lg \frac{\eta^2}{Gp})$

для всех отношений  $\frac{d}{D}$  изображается прямыми с равными углами наклона.

Обработка полученных данных показала, что уравнение кривой для каждого  $\frac{d}{D}$  можно представить в следующем виде:

$$\lg \frac{vdp}{\eta} = -A - \lg \frac{\eta^2}{Gp}, \quad (15)$$

откуда

$$\eta = \frac{1}{10^A} \cdot \frac{\pi}{6} \cdot \frac{d^2 (\sigma - \rho) g t}{S}, \quad (16)$$

где  $S$ —путь, проходимый шариком за время  $t$ ;

$A$ —отрезок, отсекаемый прямой на оси  $\lg Re$ .

Значения  $A$ , полученные для каждого  $\frac{d}{D}$  при обработке экспериментальных данных, приведены в табл. 2.

Как видим, полученное выражение (16) отличается от формулы Стокса множителем  $\frac{3\pi}{10^A}$ , учитывающим влияние краевых эффектов. Этот множитель может быть раскрыт в явном виде. Обнаружено, что зависимость  $A$  от  $\lg \frac{D-d}{D}$  изображается прямой (рис. 2), а математическая обработка данных двух последних столбцов табл. 2 приводит к соотношению:

$$A = 0,9696 - 2,401 \lg \frac{D-d}{D}, \quad (17)$$

откуда

$$10^A = 9,3237 \left( \frac{D-d}{D} \right)^{-2,401}.$$

Следовательно, получаем окончательно:

$$\eta = 55,09 \frac{d^2}{S} \left( \frac{D-d}{D} \right)^{2,401} (\sigma - \rho) t. \quad (18)$$

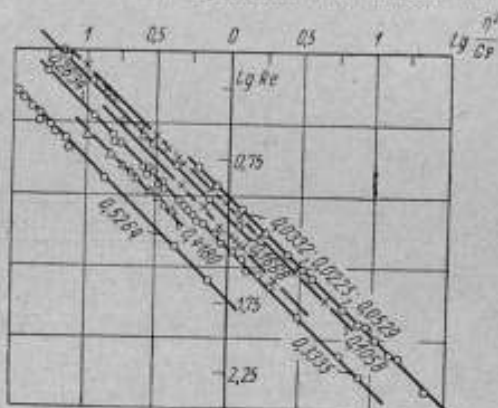


Рис. 1. Графики зависимости  $\lg \frac{vdp}{\eta} = f(\lg \frac{\eta^2}{Gp})$  для вискозиметров с падающим шариком при различных  $\frac{d}{D}$ .

Формула (18) справедлива для любых вискозиметров с падающим шариком при условии, что значения  $\frac{d}{D}$  для этого вискозиметра заключены в пределах (14), а влияние концов вискозиметра исключено введением холостого хода шарика в начале и конце пути.

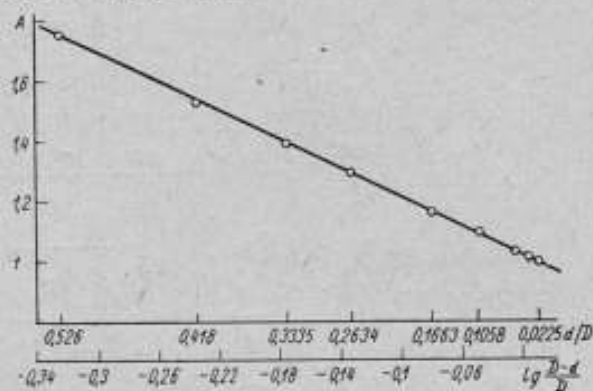


Рис. 2. Графики зависимости  $A = f \left( \lg \frac{D-d}{D} \right)$  для вискозиметра с падающим шариком ( $0,02 < \frac{d}{D} < 0,526$ )

О надежности формулы (18) можно судить на основании табл. 3 в которой приведены величины констант, полученных непосредственно из опыта и расчетным путем для трех различных приборов (в том числе для четырех отношений  $\frac{d}{D}$ , для которых не строили приведенных ранее кривых). Значение  $C_{\text{расч}}$  в табл. 3 вычисляли по формуле:

$$C_{\text{расч}} = 55,09 \frac{d^2}{S} \left( \frac{D-d}{D} \right)^{2,601}, \quad (19)$$

а  $C_1$  определяли (с точностью  $\pm 1,5\%$ ) из относительных измерений по продолжительности падения шарика в ряде жидкостей известной вязкости и плотности.

Таблица 3

Вискозиметр	$\frac{d}{D}$	$C_1$	$C_{\text{расч}}$	$\Delta C, \%$
Для давления до 5000 кгс/см <sup>2</sup>	0,1663	0,306	0,302	+1,3
	0,1058	0,144	0,144	0
	0,0529	0,0416	0,0414	+0,5
	0,0225	0,00794	0,00804	-1,2
	0,0332	0,0171	0,0171	0
	0,1332	0,217	0,212	+2,3
	0,0666	0,0626	0,0633	-1,1
Для давления до 10 000 кгс/см <sup>2</sup>	0,5260	0,922	0,943	-2,3
	0,3335	0,861	0,859	+0,2
	0,4180	0,984	0,976	+0,9
	0,2634	0,686	0,683	+0,5
Для давления до 2 000 кгс/см <sup>2</sup>	0,0414	0,0335	0,0341	-1,8
	0,1435	0,318	0,313	+1,6

рис. 3. Графики зависимости поправочных множителей к формуле Стокса от  $\frac{d}{D}$ :

1-поправки, рассчитанные по формуле автора

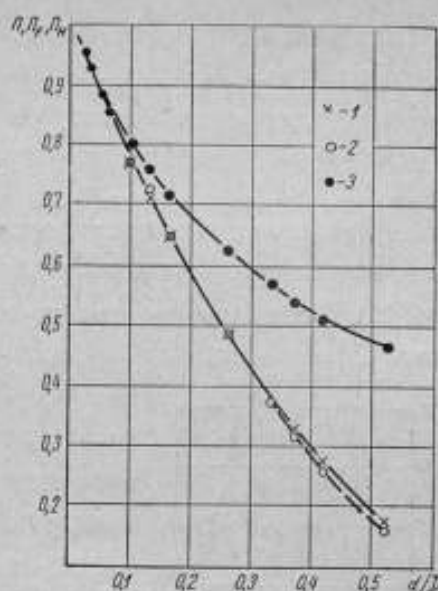
$$П = 1,011 \left( \frac{D-d}{D} \right)^{2,401};$$

2-поправки, рассчитанные по формуле Осеева — Факсена

$$П_F = \left[ 1 - \frac{3}{16} Re - \frac{d}{D} L \left( \frac{D}{d} Re \right) + 2,09 \left( \frac{d}{D} \right)^3 - 0,95 \left( \frac{d}{D} \right)^5 + \dots \right];$$

3-поправки, рассчитанные по формуле Ладенбурга:

$$П_L = \frac{1}{\left( 1 + 2,4 \frac{d}{D} \right) \left( 1 + 1,65 \frac{d}{H} \right)}$$



Как видно из табл. 3 расхождения в значениях констант для всех отношений  $\frac{d}{D}$  случайны по величине и знаку и не превышают  $\pm 2,3\%$ .

Указанная неточность находится в пределах погрешностей измерения величин, входящих в формулу (19), и экспериментальных погрешностей определения  $C_r$ .

Сопоставим теперь формулу (18) с формулой Факсена:

$$\eta_F = \frac{1}{18} \frac{(\sigma - \rho) g}{\nu} d^2 \left[ 1 - \frac{3}{16} Re - \frac{d}{D} L \left( \frac{D}{d} Re \right) + 2,09 \left( \frac{d}{D} \right)^3 - 0,95 \left( \frac{d}{D} \right)^5 + \dots \right] = \eta_{St} \cdot П_F \quad (20)$$

и Ладенбурга:

$$\eta_L = \frac{1}{18} \frac{(\sigma - \rho) g}{\nu} d^2 \frac{1}{\left( 1 + 2,4 \frac{d}{D} \right) \left( 1 + 1,65 \frac{d}{H} \right)} = \eta_{St} \cdot П_L \quad (21)$$

где  $L$  — некоторая функция аргумента  $\frac{D}{d} Re$ .

$H$  — длина холостого хода шариков;

$П_F$  и  $П_L$  — соответственно поправочные множители к значению вязкости  $\eta_{St}$ , рассчитанному по формуле Стокса.

Записав формулу (18) в следующем виде:

$$\eta = \frac{1}{18} \frac{(\sigma - \rho) g}{\nu} d^2 \cdot 1,0108 \left( \frac{D-d}{D} \right)^{2,401} = \eta_{St} \cdot П \quad (22)$$

заключаем, что выражения (20) — (22) отличаются значениями поправочных множителей  $П$ ,  $П_L$  и  $П$ .

Графики зависимости  $П_F$ ,  $П_L$  и  $П$  от  $\frac{d}{D}$  приведены на рис. 3.

Значения  $П_L$  и  $П$  были вычислены непосредственно по формулам (21) и (22) с привлечением значений  $d$ ,  $D$  и  $H$  трех наших вискозиметров.  $П_F$  вычисляли по (20) с использованием наших опытных данных для тех же вискозиметров при  $Re < 0,2$  и  $\frac{d}{D} < 0,526$ .

Как видно из графика, поправочные члены всех уравнений совпадают между собой лишь до значений  $\frac{d}{D} = 0,07$ . При возрастании  $\frac{d}{D}$  поправочная кривая Ладенбурга существенно отклоняется от других, а при  $\frac{d}{D} > 0,35$  появляется расхождение и между двумя оставшимися кривыми. Аналогичная картина имеет место при сравнении расчетных значений вязкости, вычисленных по формулам (20), (21) и (22), с значениями, полученными на капиллярных вискозиметрах. При  $\frac{d}{D} < 0,07$  расчетное значение вязкости по всем трем формулам совпадает с опытным. При возрастании  $\frac{d}{D}$  формула Ладенбурга становится источником больших погрешностей. Формула Факсена справедлива вплоть до  $\frac{d}{D} = 0,35$ . При  $\frac{d}{D} > 0,35$  применение формулы Факсена приводит к заниженным значениям вязкости, и при  $\frac{d}{D} = 0,526$  погрешность достигает примерно 8%. Формула (22) дает значения, совпадающие с опытными с точностью  $\pm 1,5\%$  во всем рассмотренном интервале значений  $\frac{d}{D}$ .

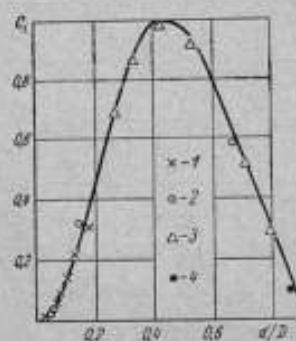


Рис. 4. График изменения константы  $C_l$  в зависимости от  $\frac{d}{D}$  (экспериментальные данные):

1 -  $D = 3$  см; 2 -  $D = 2,0029$  см; 3 -  $D = 1,9$  см; 4 -  $D = 1,555$  см.

тально изменению скорости падения.

Представляет несомненный теоретический интерес установить, останутся ли справедливыми полученные закономерности для отношений  $\frac{d}{D} > 0,526$ . Для этой цели была поставлена серия экспериментов, при которых определяли константы для шариков диаметром, близким к диаметру трубки. Было использовано три различных трубки диаметрами 1,555, 1,9 и 2,0029 см от вискозиметра, рассчитанного на давление 10000 кгс/см<sup>2</sup>, и шарики  $d = 1,500$  и 1,3502 см, что соответствовало максимальному отношению  $\frac{d}{D} = 0,8683$ .

Точность определения констант оказалась существенно ниже, чем для прежних отношений  $\frac{d}{D}$  (разброс значений констант в отдельных случаях достигал 10—20%).

Таблица 1

$D, \text{см}$	$d, \text{см}$	$\frac{d}{D}$	$A$	$\lg \frac{D-d}{D}$	$C_l$	$C_{расч}$	$\Delta C, \%$
1,9	1,500	0,7895	2,621	-0,6768	0,284	0,301	-6,0
1,9	1,3502	0,7106	2,266	-0,5385	0,521	0,525	-0,8
1,555	1,3502	0,8683	3,046	-0,8804	0,0841	0,0772	+8,0
2,0029	1,3502	0,6751	2,158	-0,4887	0,593	0,710	-20,0

Необходимые данные о шариках приведены в табл. 4. Значения  $A$  вычисляли, используя известное значение  $C_1$ , по формуле:

$$A = \lg \left( \frac{\pi g}{65} \cdot \frac{d^2}{C_1} \right), \quad (23)$$

полученной сопоставлением формулы (16) с формулой:

$$\eta = C_1 (\sigma - \rho) t, \quad (24)$$

применяемой при относительных измерениях.

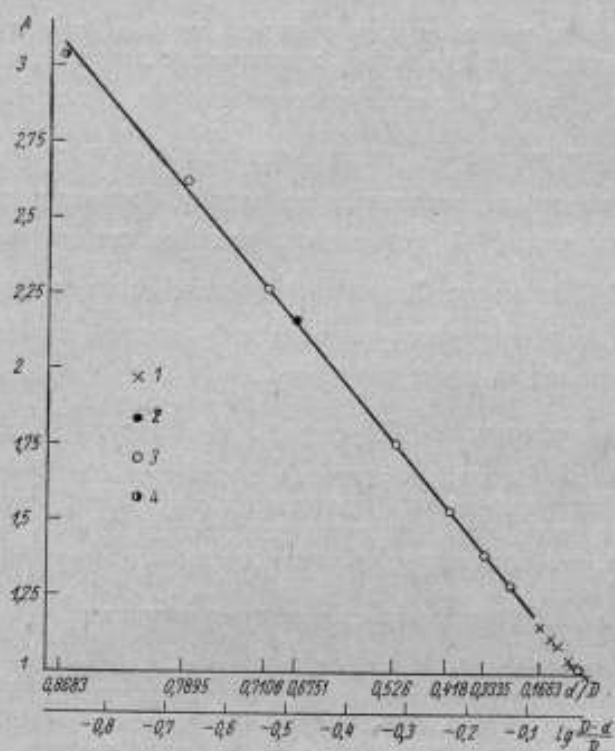


Рис. 5. График зависимости  $A = f \left( \lg \frac{D-d}{D} \right)$  для вискозиметра с падающим шариком (экспериментальные данные) в расширенном интервале значений  $\frac{d}{D}$ .

$\left( 0,02 < \frac{d}{D} < 0,87 \right)$ :  
 1 —  $D = 3$  см; 2 —  $D = 2,0029$  см; 3 —  $D = 1,9$  см; 4 —  $D = 1,555$  см.

На рис. 5 построен график зависимости  $A = f \left( \lg \frac{D-d}{D} \right)$  для расширенного интервала значений аргумента с применением всех данных, приведенных в табл. 2 и 4. Как видим, найденная ранее линейная зависимость  $A$  от  $\lg \frac{D-d}{D}$  сохраняется и для больших значений

$\frac{d}{D}$ . Кроме того, из табл. 4 видно, что отклонение  $C_{\text{расч}}$  от  $C_1$  для больших шариков, как и ранее, носит случайный характер и лежит в пределах возросших погрешностей определения  $C_1$ .

Отмеченные обстоятельства указывают, что принципиально формула (18) действительна для верхнего отношения  $\frac{d}{D}$ , по крайней мере равного 0,8683.

Полученный экспериментальный материал позволяет отметить не вскрытую ранее весьма интересную закономерность, относящуюся к зависимости константы вискозиметра от  $\frac{d}{D}$ . Приведенный на рис. 4 график этой зависимости, построенный по данным табл. 3 и 4 в интервале значений  $0,02 \leq \frac{d}{D} \leq 0,87$ , показывает, что экспериментальные значения констант для четырех трубок (три из них существенно отличаются по диаметру) практически легли на одну кривую. Отсюда следует, что  $C_i$  однозначно определяется отношением  $\frac{d}{D}$ .

Вначале, для малых  $\frac{d}{D}$ , когда влияние стенок сосуда пренебрежимо мало, константа возрастает по закону, близкому к квадратичному. С увеличением  $\frac{d}{D}$  тормозящее влияние стенок увеличивается, и при  $\frac{d}{D} > 0,45$  значение  $C_i$  начинает падать; зависимость  $C_i = f\left(\frac{d}{D}\right)$  графически близка к колоколообразной кривой с вершиной при  $\frac{d}{D} \approx 0,45$ , отвечающей значению  $C_i \approx 1$ .

Найденная зависимость  $C_i = f\left(\frac{d}{D}\right)$  имеет важное значение для практики, так как константу прибора с любыми  $d$  и  $D$  можно в первом приближении определить графически по кривой рис. 4. Из этой кривой также видно, что при любых сочетаниях  $d$  и  $D$  значение константы прибора с падающим шариком не может превышать единицу.

#### Вискозиметр с катящимся шариком

**Вывод теоретической формулы.** Задача о движении шарика по стенке наклонной трубки, заполненной вязкой жидкостью, в математическом отношении еще более сложна, чем рассмотренный случай осевого падения шарика в вертикальной трубке. Поэтому, несмотря на то, что вискозиметры данного типа применяются давно и находят все более и более широкое распространение, строго обоснованные формулы зависимости скорости движения от свойств жидкости и геометрических параметров прибора отсутствуют.

Опыт показал, что в области ламинарного течения скорость движения шарика пропорциональна вязкости, и при использовании вискозиметра применяют формулу (24), в которой константу  $C_i$  индивидуально определяют для каждого шарика предварительной градуировкой прибора жидкостями известной вязкости и плотности.

Некоторые исследователи делали попытку выразить значение  $C_i$  через параметры прибора. Однако эти соотношения основываются либо на более или менее удачном выборе эмпирической формулы [4, 5], либо требуют применения эмпирических констант [6]. В первом случае полученные зависимости не носят характера общей закономерности, так как справедливы лишь для единичного прибора. Во втором случае из-за эмпирических констант поставленную задачу нельзя полностью решить.

Общие закономерности для вискозиметров с наклонной трубкой мы искали, по аналогии с предыдущим, на основании методов теории подобия.



Скорость движения шарика  $v$  в вискозиметре с наклонной трубкой зависит от тех же параметров  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $d$ ,  $G$ ,  $D$  и  $H$ , что и при осевом движении, и дополнительно от угла наклона трубки  $\alpha$ .

$$v = f(\eta, \rho, d, G, D, H, \alpha). \quad (25)$$

Ограничив задачу рассмотрением вискозиметров с одним и тем же углом наклона и исключив влияние  $H$  путем выбора рабочей длины трубки в зоне установившегося движения, приходим к случаю, рассмотренному ранее для вискозиметра с падающим шариком. Следовательно, в вискозиметрах рассматриваемого типа полностью сохраняются те же критерии подобия (10)–(12), которые были выведены для вискозиметра с падающим шариком.

Согласно этим условиям в вискозиметрах с одними теми же углами наклона трубки и значением  $\frac{d}{D}$  и при потоках с равными числами  $Re$  неизбежно соблюдается равенство параметра  $\frac{\eta^2}{G\rho}$ . Отсюда основная формула для вискозиметра с наклонной трубкой может быть получена обработкой экспериментальных кривых, функционально выражаемых соотношением (13) и построенных для заданных  $\frac{d}{D}$ . Такая формула была найдена нами для вискозиметров, получивших широкое распространение и имеющих угол наклона трубки к вертикали, равный  $10^\circ$ .

Большая серия опытов, при которых варьировали и определяли все величины, входящие в соотношение (13), была выполнена на двух вискозиметрах Гепплера с близкими по диаметру трубками ( $D_1 = 15,940$  мм,  $D_2 = 15,9345$  мм) и на вискозиметре, предназначенном автором для измерений вязкости при давлениях до  $10000$  кгс/см<sup>2</sup> ( $D_3 = 1,555$  мм). Диаметры сменных шариков (стеклянных и металлических), измеренные на оптиметре, составляли от 2 до 15,8 мм. Значения диаметров трубок  $D_1$  и  $D_2$  взяты из свидетельств, прилагаемых к вискозиметрам Гепплера,  $D_3$  был измерен с помощью специально изготовленной пробки. Данные о трубках и шариках приведены в табл. 5. Вязкость примененных жидкостей находилась в пределах от

Таблица 5

$D$ , см	$d$ , см	$m$ , г	$v$ , см <sup>3</sup>	$v$ , г/см <sup>3</sup>	$\frac{d}{D}$	$A$	$\lg \frac{D-d}{D}$
1,5940	1,5804	4,9817	2,066	2,410	0,9915	6,118	-2,0690
1,5940	1,5629	4,8189	1,999	2,410	0,9806	5,208	-1,7111
1,5940	1,5150	4,4898	1,820	2,411	0,9504	4,173	-1,3049
1,5940	1,4148	3,5621	1,482	2,402	0,8876	3,280	-0,9492
1,5940	1,3300	9,9996	1,231	8,117	0,8344	2,873	-0,7809
1,5940	1,0002	4,0688	0,523	7,766	0,6275	2,096	-0,4285
1,5940	0,7158	1,4940	0,192	7,781	0,4490	1,906	-0,2588
1,5940	0,7068	1,4388	0,1849	7,780	0,4434	1,895	-0,2543
1,5940	0,6550	1,1460	0,1472	7,784	0,4109	1,850	-0,2297
1,5940	0,6337	1,0372	0,1332	7,784	0,3976	1,860	-0,2200
1,5940	0,5966	0,8661	0,1112	7,787	0,3743	1,762	-0,2035
1,5940	0,5004	0,5106	0,0656	7,781	0,3140	1,781	-0,1636
1,5940	0,3996	0,2597	0,0334	7,776	0,2507	1,766	-0,1253
1,5940	0,3174	0,1299	0,01675	7,756	0,1991	1,754	-0,0964
1,5940	0,1999	0,0326	0,00418	7,786	0,1254	1,719	-0,0582
1,59345	1,5631	4,835	2,000	2,422	0,9809	5,237	-1,7202
1,59345	1,5550	15,967	1,969	8,121	0,9760	4,991	-1,6197
1,59345	1,5001	14,328	1,767	8,120	0,9414	4,001	-1,2322
1,59345	1,3502	10,447	1,288	8,120	0,8474	2,956	-0,8163
1,555	1,3502	10,447	1,288	8,120	0,8682	3,122	-0,8800
1,555	1,5001	14,328	1,767	8,120	0,9648	4,555	-1,452
1,555	1,3300	9,9996	1,2318	8,117	0,8553	3,010	-0,8396

0,01 до 150 лз. Длительность падения шарика в вискозиметре высокого давления определяли специальным прибором с ценой деления 0,02 сек. Методика измерений была такая же, как и при экспериментах для вискозиметра с падающим шариком.

Параметры  $\frac{\eta^2}{G_p}$  и  $\frac{vdp}{\eta}$ , вычисленные из опытных данных для различных шариков, нанесены на рис. 6 в двойном логарифмическом масштабе. Из этого графика видно, что, как и в случае с падающим шариком, зависимость  $\lg \frac{vdp}{\eta} = f\left(\lg \frac{\eta^2}{G_p}\right)$  для всех шариков отображается прямыми с равным углом наклона. При этом для шариков, имеющих значения в пределах

$$0,9915 \geq \frac{d}{D} \geq 0,8344, \quad (26)$$

экспериментальные точки точно ложатся на прямую. У шарика с  $\frac{d}{D} = 0,6275$  появляется некоторый разброс точек, увеличивающийся при дальнейшем уменьшении диаметра шариков. Для этой группы

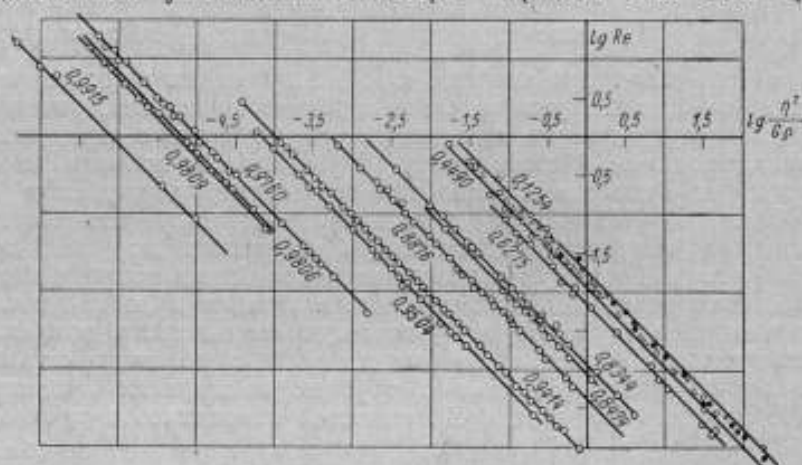


Рис. 6. Графики зависимости  $\lg \frac{vdp}{\eta} = f\left(\lg \frac{\eta^2}{G_p}\right)$  для вискозиметров с углом наклона трубки  $10^\circ$  при различных  $\frac{d}{D}$ .

шариков на графике проведены лишь две ограничивающие прямые со значениями  $\frac{d}{D}$ , равными 0,4490 и 0,1254. Экспериментальные точки для промежуточных значений  $\frac{d}{D}$  расположились между указанными прямыми.

Обработка данных, выполненная для каждой прямой аналогично тому, как это было сделано в случае с падающим шариком, показала, что и для вискозиметра с наклонной трубкой действительна формула (16), в которой зависимость  $A$  от  $\frac{d}{D}$  приведена в табл. 5. Соответственно графически зависимость  $A = f\left(\lg \frac{D-d}{D}\right)$  представлена на рис. 7.

Здесь, кроме значений  $A$ , приведенных в табл. 5 и полученных непосредственной обработкой кривых, приведены также значения, найденные расчетным путем для второй трубки вискозиметра высокого

давления ( $D=2,0029$  см) и по данным работы [4] для вискозиметра Гепплера. Расчет значений  $A$  в двух последних случаях выполнен по формуле (23).

Как видим, данные для пяти различных трубок легли на одну и ту же кривую, что свидетельствует об универсальности выбранной эмпирической константы  $A$ . Следовательно, пользуясь графиком рис. 7, можно применять формулу (16) для вычислений вязкости в вискозиметре с любым значением  $D$  во всем рассмотренном интервале значений  $\frac{d}{D}$ .

Для полного решения поставленной задачи необходимо выразить  $A$  в явном виде через параметры прибора. Это легко выполняется для интервала значений  $\frac{d}{D}$ , отвечающих неравенству (26), так как на этом участке  $A$  линейно зависит от  $\lg \frac{D-d}{D}$ . Обработка этих данных

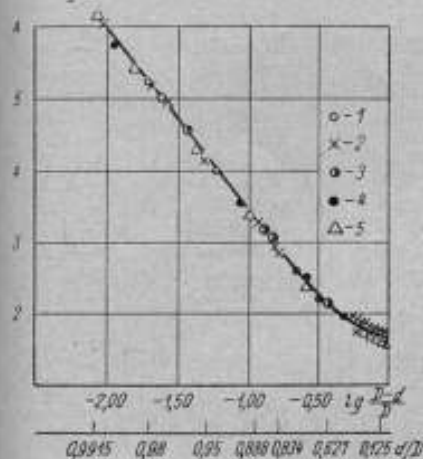


Рис. 7. График зависимости  $A = f\left(\lg \frac{D-d}{D}\right)$  для вискозиметра с наклонной трубкой:

1, 2 и 3—экспериментальные точки, полученные обработкой кривых для двух вискозиметров Гепплера и вискозиметра высокого давления; 4 и 5—точки, полученные обработкой данных для второй трубки вискозиметра высокого давления ( $D=2,0029$  см) и данных, приведенных в работе [4].

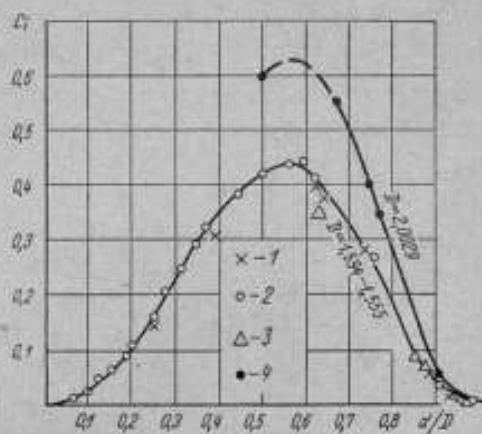


Рис. 8. График зависимости  $C_1 = f\left(\frac{d}{D}\right)$

для вискозиметра с наклонной трубкой: 1 и 2—данные автора и из работы [4] для трубки  $D=1,504$  см; 3—то же, для трубки  $D=1,555$  см; 4—то же, для трубки  $D=2,0029$  см.

(из табл. 5) методом наименьших квадратов приводит к соотношению:

$$A = 0,8936 - 2,526 \lg \frac{D-d}{D}, \quad (27)$$

откуда

$$10^A = 7,826 \left(\frac{D-d}{D}\right) - 2,526. \quad (28)$$

Окончательно получаем

$$\eta = \frac{65,63}{S} \left(\frac{D-d}{D}\right)^{2,526} d^2 (\sigma - \rho) t. \quad (29)$$

Шарики, не удовлетворяющие условию (26), не представляют большого практического интереса, и от применения их в вискозиметре с наклонной трубкой целесообразно отказаться. Действительно, применение шариков малого диаметра, как видно из рис. 8, не увеличивает

константы  $C_i$ , а вместе с тем наш опыт, подтвержденный опытом других исследователей [4], показывает, что вискозиметры с малыми  $\frac{d}{D}$  менее точны вследствие появления специфических ошибок в процессе измерений. О причинах, вызывающих эти ошибки и приводящих к изменению характера зависимости  $A=f\left(\lg \frac{D-d}{D}\right)$  при переходе от больших шариков к маленьким, будет сказано.

О надежности формулы (29) можно судить на основании данных табл. 6, в которой сравниваются значения констант, полученных опыт-

Таблица 6

$D, \text{ см}$	$d, \text{ см}$	$\frac{d}{D}$	$C_i$	$C_{\text{расч}}$	$\Delta C, \%$
1,59345	1,5805	0,9919	0,0000896	0,0000874	+2,5
1,59345	1,5631	0,9809	0,000727	0,000734	-1,0
1,59345	1,5552	0,9760	0,00127	0,00130	-2,4
1,59345	1,5001	0,9414	0,011515	0,0115	+0,1
1,59345	1,3502	0,8474	0,1036	0,1044	-0,8
1,5940	1,3300	0,8344	0,1218	0,1244	-2,1
1,5940	1,4148	0,8876	0,0539	0,0530	+1,7
1,5940	1,5150	0,9504	0,00791	0,00769	+2,8
1,5940	1,5630	0,9806	0,000777	0,000773	+0,5
1,5940	1,5804	0,9915	0,0000977	0,0000995	-1,8
1,5935	1,5806	0,9919	0,0000858	0,0000873	-1,7
1,5935	1,5691	0,9847	0,000433	0,000428	+1,2
1,5935	1,5631	0,9809	0,000738	0,000737	+0,1
1,5935	1,5250	0,9570	0,00548	0,00544	+0,7
1,555	1,3502	0,8682	0,0707	0,0721	-2,0
1,555	1,5001	0,9648	0,00322	0,00323	-0,3
1,555	1,3300	0,8553	0,0888	0,0885	+0,3
2,0029	1,8220	0,9097	0,0515	0,0503	+2,4
2,0029	1,9790	0,988	0,000349	0,000356	-2,0

ным и расчетным путями для пяти вискозиметров. Для первых двух приборов константу определяли во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева градуировкой жидкостями, вязкость которых установлена с помощью образцовых капиллярных вискозиметров. Данные о  $C_i$  для третьего прибора взяты из работы [4]. Для вискозиметра высокого давления с трубками  $D_1=1,555$  и  $D_2=2,0029$  см константы определены нами путем градуировки в жидкостях известной вязкости и плотности. Значение  $C_{\text{расч}}$  определяли по формуле:

$$C_{\text{расч}} = \frac{65,63}{S} \left( \frac{D-d}{D} \right)^{2,526} d^2, \quad (30)$$

полученной сопоставлением формул (24) и (29). Как видно из табл. 6, отклонения  $C_i - C_{\text{расч}}$  случайны по величине и по знаку и для всех шариков, за исключением одного, оказались менее  $\pm 2,5\%$ . Указанные расхождения лежат в пределах возможных экспериментальных погрешностей определения значений  $C_i$  и входящих в формулу (30) величин. Из сказанного следует, что для вискозиметров с углом наклона  $10^\circ$  и с трубкой любого диаметра при соблюдении неравенства (26) формулу (30) можно применить для расчета константы с точностью  $\pm 1,5-2,5\%$ , что в большинстве случаев достаточно для практических целей.

**Зависимость константы от ширины щели.** В противоположность вискозиметру с падающим шариком для вискозиметра с катящимся

шариком константа  $C_i$  уже не будет однозначно зависеть от  $\frac{d}{D}$  и от  $\frac{D-d}{D}$ . Это заключение вытекает из рис. 8 и 9.

На рис. 8 приведены графики зависимости  $C_i = f\left(\frac{d}{D}\right)$  для трех трубок. Нижняя кривая построена по нашим экспериментам и по данным из работы [4] для трубки  $D_1 = 1,594$ . Практически совпали с этой же кривой данные, полученные нами для четырех шариков в трубке  $D_2 = 1,555$ , близкой по размерам к первой трубке. Экспериментальные же точки для трубки  $D_3 = 2,0029$  см легли на другую кривую, смещенную вверх по оси  $C_i$ .

Аналогичная картина имеет место и на рис. 9, на котором для тех же трубок значение константы в зависимости от  $\frac{D-d}{D}$  нанесено в двойном логарифмическом масштабе. Как и на рис. 8, экспериментальные значения для трубки  $D_3 = 2,0029$  см легли на другую кривую по сравнению со значениями, полученными для трубок  $D_1 = 1,594$  и  $D_2 = 1,555$  см.

**Влияние угла наклона трубки на значение константы.** В целях расширения пределов измерения вискозиметра в сторону малых вязкостей изучалось изменение константы в зависимости от угла наклона измерительной трубки. Исследовали две трубки  $D_1 = 1,555$  см и  $D_2 = 2,0029$  см; в первой из них было применено два шарика, а во второй — шесть, что дало восемь различных отношений  $\frac{d}{D}$ . Кроме ранее найденных значений константы для угла наклона трубки  $10^\circ$ , для всех восьми соотношений  $\frac{d}{D}$  были также определены константы для углов наклона измерительной трубки по отношению к вертикали  $30, 50, 70$  и  $80^\circ$ . Значение константы определяли как среднее арифметическое из ряда измерений для каждого угла. Погрешность определения константы, оцениваемая квадратичной погрешностью результата, составляла  $0,5\%$ .

В табл. 7 приведены сводные данные значений  $C_i$  как функции отношения  $\frac{d}{D}$  и угла наклона  $\alpha$ . По данным этой таблицы на рис. 10 нанесены графики зависимости  $C_i = f(\alpha)$  при постоянном  $\frac{d}{D}$ , а на рис. 11 графики зависимости  $C_i$  от отношения  $\frac{d}{D}$  при постоянном  $\alpha$ . Для построения графиков рис. 11 были использованы лишь данные,

Таблица 7

$\frac{d}{D}$	$\alpha$					$D$	$\frac{C_{10}}{C_{30}}$
	$10^\circ$	$30^\circ$	$50^\circ$	$70^\circ$	$80^\circ$		
0,500	0,596	0,497	0,343	0,135	0,0517	2,0029	11,5
0,643	0,361	0,290	0,200	0,0729	0,0330	1,555	10,9
0,675	0,573	0,481	0,325	0,120	0,0559	2,0029	10,2
0,750	0,404	0,332	0,218	0,0903	0,0436	2,0029	9,2
0,778	0,346	0,280	0,182	0,0780	0,0378	2,0029	9,1
0,868	0,0705	0,0555	0,0381	0,0197	0,00954	1,555	7,3
0,911	0,0515	0,0405	0,0297	0,0159	0,00778	2,0029	6,6
0,989	0,000349	0,000308	0,0002261	0,0001191	0,00005731	2,0029	6,1

относящиеся к трубке  $D=2,0029$  см. На участке  $0,5 < \frac{d}{D} < 0,675$  из-за отсутствия промежуточных данных кривые проведены ориентировочно пунктиром по аналогии с нижней кривой рис. 8.

Из рассмотрения рис. 10 и табл. 7 видно, что влияние угла наклона на значение константы тем больше, чем меньше шарик. Из рис. 11 следует, что константа уменьшается с увеличением диаметра шарика тем быстрее, чем меньше угол наклона трубки к вертикали. При наклоне  $80^\circ$  константа изменяется существенно меньше, чем при наклоне  $10^\circ$ .

На основании полученных результатов можно сделать некоторые выводы и обобщения о поведении константы в зависимости от угла наклона. Наиболее естественно предположить, что скорость  $v$  движения шарика при всех прочих равных условиях должна быть пропорциональна движущей силе, которая с изменением  $\alpha$  изменяется

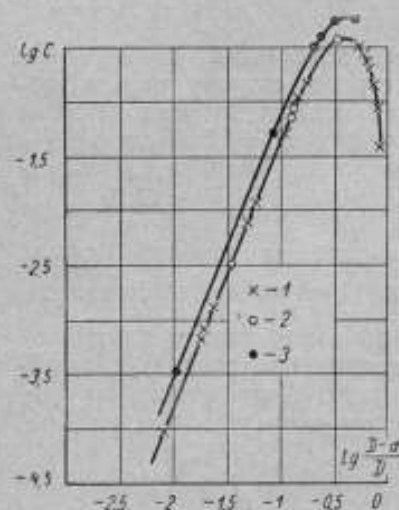


Рис. 9. График зависимости  $\lg C = f\left(\lg \frac{D-d}{D}\right)$  для вискозиметра с наклонной трубкой:  
1—данные автора и из работы [4] для трубки  $D=1,594$  см; 2—то же, для трубки  $D=1,555$  см; 3—то же, для трубки  $D=2,0029$  см.

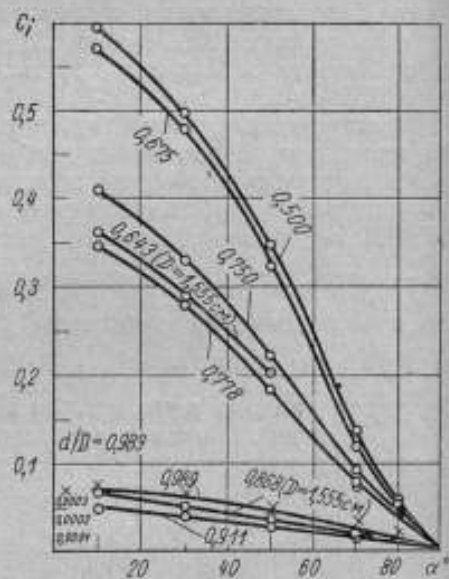


Рис. 10. График зависимости  $C_1 = f\left(\frac{d}{D}\right)$  для нескольких фиксированных значений  $\frac{d}{D}$ .

пропорционально  $\cos \alpha$ . А так как константа прибора  $C_1$  пропорциональна скорости, то для заданного шарика отношение  $\frac{C_1}{\cos \alpha}$ , казалось бы, должно оставаться постоянным. Опыт, однако, показывает, что это предположение справедливо лишь для очень больших шариков. Действительно, как видно из рис. 12, значение  $\frac{C_1}{\cos \alpha}$  можно рассматривать постоянным для отношений  $\frac{d}{D}=0,868; 0,911$  и  $0,989$ . Для меньших значений  $\frac{d}{D}$  величина  $\frac{C_1}{\cos \alpha}$  перестает быть постоянной и с увеличением угла наклона падает тем больше, чем меньше  $\frac{d}{D}$ .

Эти данные прямо согласуются с результатами работы Вебера [4], выполнявшего исследование вискозиметра Гепплера.

По данным Вебера, непостоянство  $\frac{C_1}{\cos \alpha}$  для шариков малого диаметра связано с изменением гидродинамики движения при изменении угла наклона трубки. Путем специально поставленных опытов Вебер обнаружил, что шарики большого диаметра независимо от угла наклона обычно катятся по стенке трубки. Маленькие шарики не имеют устойчивой области качения; при изменении угла наклона они могут оторваться от стенки и скользить вдоль нее на некотором расстоянии; возможно также состояние так называемого обратного качения, когда шарик вращается в сторону, противоположную направлению движения. Согласно наблюдениям Вебера, чем больше угол наклона трубки к вертикали (т.е. чем ближе ее положение к горизонтальному), тем ближе движение шарика к состоянию чистого качения, при котором должно соблюдаться постоянство  $\frac{C_1}{\cos \alpha}$ . Наоборот, чем меньше угол, тем больше вероятность отрыва шариков от стенки.

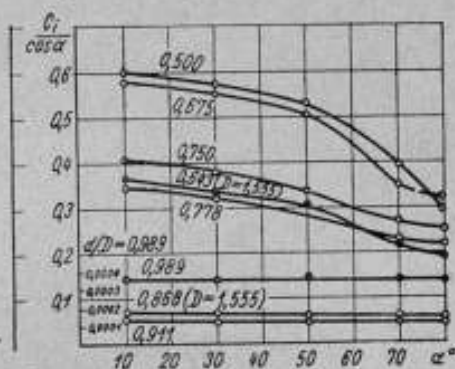
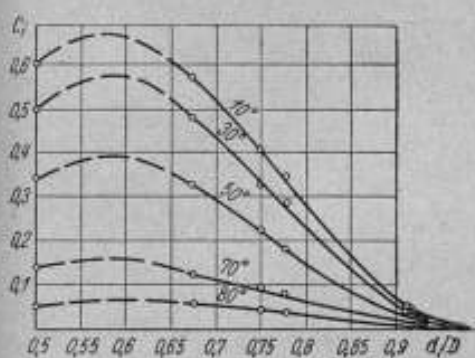


Рис. 11. Графики зависимости  $C_1 = f\left(\frac{d}{D}\right)$  для нескольких фиксированных значений  $\alpha$ .

Рис. 12. Графики зависимости  $\frac{C_1}{\cos \alpha} = f(\alpha)$  для нескольких фиксированных значений  $\frac{d}{D}$ .

На основании изложенного легко понять аномалии, с которыми мы столкнулись в вискозиметре при  $\alpha = 10^\circ$ .

Поскольку угол наклона трубки к вертикали в этом вискозиметре мал, отклонение зависимости  $A = f\left(\lg \frac{D-d}{D}\right)$  от линейной, характерное для малых шариков, происходит в нем в связи с изменением гидродинамики движения при переходе от больших  $\frac{d}{D}$  к малым. По той же причине при применении маленьких шариков точность вискозиметра уменьшается. Во время движения маленькие шарики могут оторваться от стенки и скользить вдоль нее на расстоянии, зависящем от скорости шарика и природы исследуемой жидкости. Вследствие этого нарушается подобие потоков жидкости, что и вызывает разброс показаний прибора.

Проведенное исследование вискозиметра с наклонной трубкой позволяет сделать некоторые рекомендации по его использованию. Для большей точности измерений в этом приборе следует применять шарики большего диаметра; маленькие шарики допустимо брать при больших углах наклона вискозиметра к вертикали.

Таким образом, вискозиметр с наклонной трубкой может быть рекомендован для измерения маловязких жидкостей. Сильновязкие жидкости целесообразно исследовать методом падающего шарика.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Петров А. И. Условия полного физического подобия потоков несжимаемой жидкости в ротаметрах и методы градуирования ротаметров. «Измерительная техника» 1955, № 4, стр. 3—6.
2. Инструкция по поверке и градуировке ротаметров. Главная палата мер и измерительных приборов СССР. М., 1953.
3. Золотых Е. В. Исследование зависимости вязкости жидкостей от давления до  $5000 \text{ кгс/см}^2$ . «Измерительная техника», 1955, № 3, стр. 42—46.
4. Weber. Kolloid. Zeitschrift, 147, 1—2, 14—28, 1956.
5. Landt. Zucker, 7, 516, 1954.
6. Hubbard, Braun. Ind. Eng. Chem. An III, 15, № 3, 512, 1943.

Статья поступила в сентябре 1962 г.



*Е. В. Золотых, В. П. Семин, Ю. П. Хохуля*

ВНИИФТРИ

### УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 10000 $\text{кгс/см}^2$

Описаны установка с вискозиметром высокого давления до 10000  $\text{кгс/см}^2$ , работающим по методу падающего и катящегося шарика, и прибор для автоматического отсчета времени падения шарика. Приведены результаты исследований вискозиметра: определение необходимых параметров, поправок на деформацию и термическое расширение. Изложена методика измерений вязкости обоими методами с точностью от  $\pm 2,5$  до  $\pm 5\%$ .

#### Описание установки

Установка (рис. 1) состоит из вискозиметра и вспомогательных узлов, предназначенных для его обслуживания. Гидравлическая схема установки представлена на рис. 2. Для измерения давления испытуемой жидкости установка снабжена манганиновым манометром 2, для измерения температуры — термодарой 15, помещенной в корпус вискозиметра 16.

Давление в камере вискозиметра создается посредством насоса 12 примерно до 800—1000  $\text{кгс/см}^2$ , затем насос отключают вентиляем 13. Дальнейшее повышение давления производится с помощью насоса 11 и мультипликатора 14. Вискозиметр после создания давления с помощью гидравлического вентиля 3 отключают от прессовой части.

Постоянство давления внутри него контролируют посредством манганинового манометра. Для повторного измерения вискозиметр поворачивают на  $180^\circ$ .

В ранее описанном варианте вискозиметра на 5000  $\text{кгс/см}^2$  [1, 2] вискозиметр на  $180^\circ$  поворачивали, ослабляя гайку, соединяющую прессовую часть установки с вискозиметром. Поскольку разобшение контактных уплотнений, работающих при высоких давлениях, сопряжено с большими неудобствами, в новом приборе поворот выполняют после разобшения соединений на низкой стороне давления. Все узлы, в которых создается высокое давление (вентили, мультипликатор, манганиновый манометр), смонтированы на общей повторной раме с вискозиметром и вращаются вместе с ним. Для разобшения неподвижных узлов установки от подвижных при повороте служит коллектор 9.

Для наблюдения за давлением в обслуживающей части установки и фиксации заданного положения вискозиметра имеется щит управ-

ления. На нем смонтированы три вентиля — 6, 7 и 8 и манометры 4 и 5. Через вентиль 6 давление от насоса 11 передается цилиндру низкого давления и автоподжатию мультипликатора 14, а также автоподжатию гидравлического вентиля 3. Через вентили 7 и 8 жидкость от пресса 10 поступает к управлению иглы вентиля предварительного давления 13 и гидравлического вентиля 3. Закрыв вентили 6, 7 и 8, отключают гидравлическую часть подвижных узлов установки с низ-

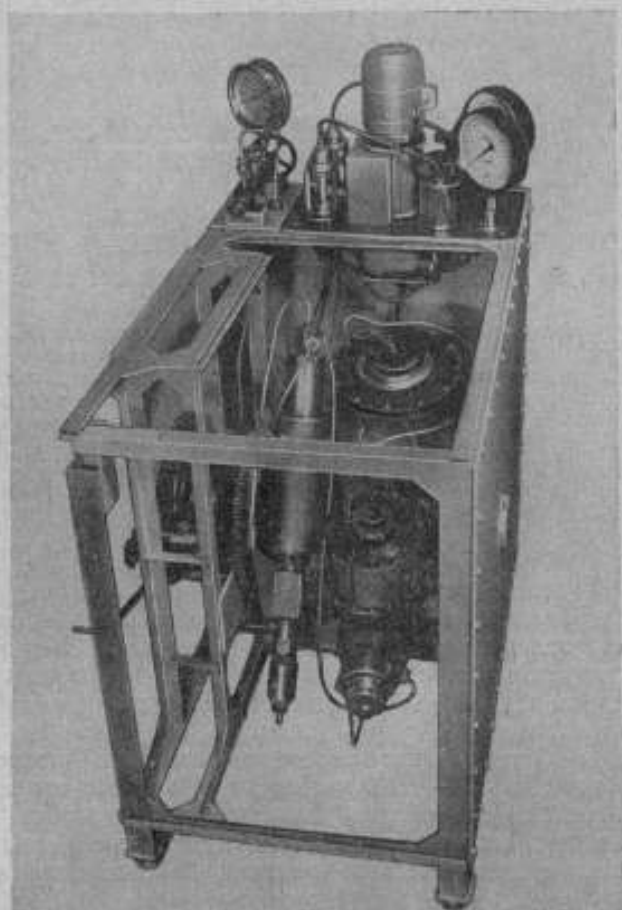


Рис. 1. Установки для измерения вязкости жидкости при давлениях до 10000 кгс/см<sup>2</sup>.

ким давлением от неподвижных. Для безопасности работы все узлы заключены в шкаф, обшитый листовой сталью.

Ниже описаны вискозиметр с коллектором и прибор для автоматического отсчета времени. Остальные узлы и детали установки (мультипликатор 14, гидравлический вентиль 3, манганиновый манометр 2, вентиль предварительного давления 13, насосная группа 11 и 12, электропровод 1 и ввод термомпары 15) применены в обычной для лаборатории конструкции и описаны в работе [3].

**Вискозиметр.** Схематический разрез вискозиметра представлен на рис. 3. Камера 4 вискозиметра изготовлена из легированной стали марки 45ХНМФА и представляет собой цилиндр с центральным кана-

дом диаметром 30 мм, в который введена измерительная трубка 2 с катушками для фиксации проходящего шарика. Снаружи на этот цилиндр для прочности напрессован с натягом 0,25—0,3 мм цилиндр

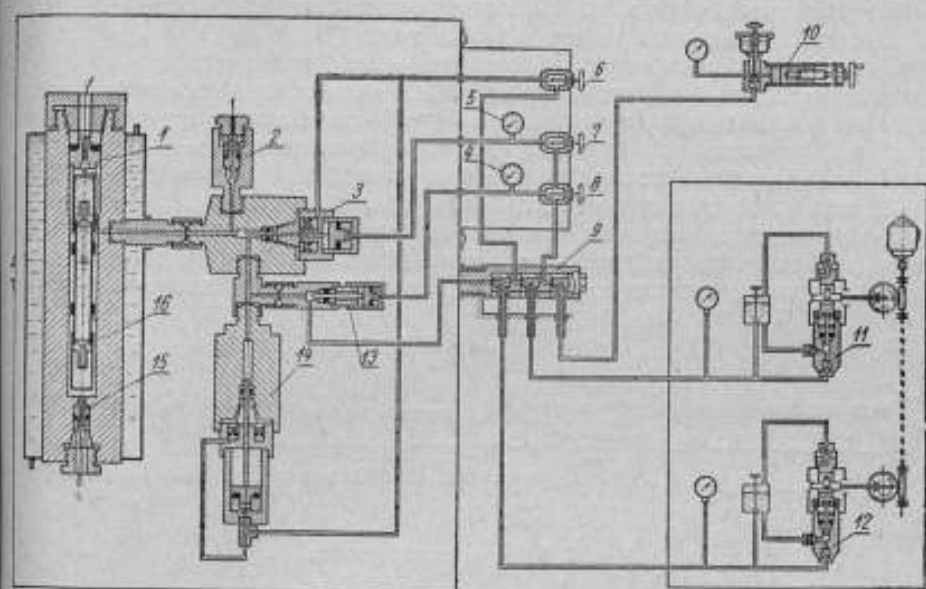


Рис. 2. Гидравлическая схема установки.

из стали 45. Внутренний канал камеры сделан сквозным. С одной стороны канал закрывается электроводом 1, а с другой — вставлен чехол терморпары 5. В средней части камеры сделано отверстие для подачи давления. Вискозиметр заключен в термостат 3.

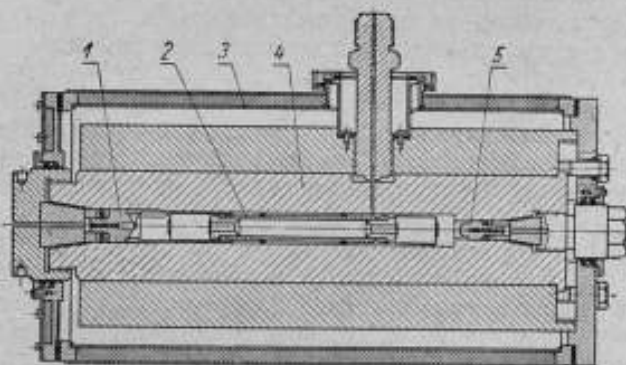


Рис. 3. Вискозиметр высокого давления.

Измерительная трубка изготовлена в двух вариантах — с катящимся и падающим шариком. В обоих вариантах мерой вязкости исследуемой жидкости служит время движения шарика между двумя катушками, расположенными на расстоянии примерно 100 мм друг от друга.

При использовании вискозиметра с падающим шариком его устанавливают вертикально, и шарик падает вдоль оси измерительной трубки. Для измерений по методу катящегося шарика вискозиметр

может быть отклонен от вертикали на заданный угол, и шарик движется по стенке трубки. При повторении измерений вискозиметр поворачивают на  $180^\circ$  от исходного положения. Для установки поворотной части в заданном положении служат два зажима, находящиеся в передней стенке шкафа. Положение вискозиметра определяют по шкале, нанесенной на щите управления.

Исследуемой жидкостью заполняют лишь измерительную трубку; в качестве рабочей жидкости, передающей давление, применяют бензин или какую-либо другую жидкость. Трубку заполняют жидкостью в приборе, до установки ее внутрь корпуса вискозиметра.

В более раннем варианте прибора для давления до  $5000 \text{ кгс/см}^2$  [1, 2] исследуемая жидкость служила также для передачи давления, а наблюдение за шариком вели через смотровые окна. Визуальный метод наблюдения не требовал размещения внутри вискозиметра каких-либо дополнительных устройств, поэтому шарик падал непосред-

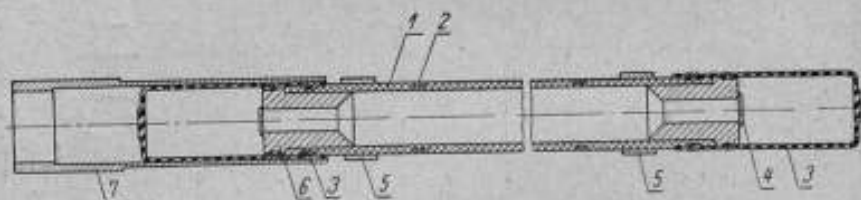


Рис. 4. Измерительная трубка.

ственно в канале. В результате удалось применить шарики малых размеров по сравнению с диаметром канала и использовать прибор для абсолютных измерений вязкости.

Отказ от визуального метода наблюдений в новом приборе привел к необходимости размещения в канале измерительной трубки с катушками. В связи с этим внутренний диаметр трубки, в которой падает шарик, по сравнению с прежним вариантом прибора существенно сократился, что повлекло за собой увеличение поправок на действие стенок прибора и потребовало проведения специальных его исследований.

Наличие измерительной трубки дает, однако, и преимущества по сравнению с прежним прибором: объем необходимого количества исследуемой жидкости незначителен, возможно предохранить ее в процессе исследования от загрязнения, переход от одной жидкости к другой прост.

Измерительная трубка изображена на рис. 4. Трубка 1 выполнена из керамики. На внешней стороне ее помещаются катушки 2, которые сигнализируют прохождение шарика. Для намотки катушек на поверхности трубки сделаны канавки прямоугольного сечения. Катушки соединены последовательно. Один свободный конец провода припаян к втулке 7 и заземлен через корпус, а второй—через специальные отверстия во втулке выведен к электровводу 1 (см. рис. 3).

В концах трубки вставлены сменные втулки 6 с сеткой 4, внутренний диаметр которых на  $1-2 \text{ мм}$  превышает диаметр шарика. Назначение втулок—задерживать шарик на время поворота вискозиметра. В варианте с падающим шариком втулки, кроме того, центрируют падение шарика.

Снаружи на концы трубок и на втулки 6 надеты колпачки 3 из бензостойкой резины; в соответствующих желобках колпачки плотно прихвачены мягкой проволокой к трубке и втулке. Такое простое соединение обеспечивает довольно хорошую герметичность трубки.

Благодаря резиновым колпачкам надежно передается давление от рабочей жидкости к испытуемой вплоть до верхнего предела давлений.

Для центрирования трубки в канале вискозиметра служит втулка 7 и направляющие кольца 5 из текстолита. Объем резиновых колпачков 3 с запасом компенсирует уменьшение объема испытуемой жидкости, вызванное сжимаемостью ее под действием давления.

В варианте с падающим шариком применяют измерительную трубку, наружный диаметр которой 25 мм, внутренний — 19 мм. В варианте с катящимся шариком применяют две трубки, канал которых обработан с большой точностью специальным притиром. Внутренний диаметр трубок 15,55 и 20,029 мм; наружный — соответственно 20 и 25 мм.

Вискозиметр в комплекте с термостатом устанавливают на раму, которая на двух подшипниках может поворачиваться в шкафу установки на угол  $210^\circ$  с помощью зубчатой передачи с передаточным отношением 1:5. Большая шестерня этой передачи закреплена непосредственно на поворотной раме, а меньшая — крепится на оси, один конец которой выведен из шкафа и на него надета рукоятка для вращения узла.

Коллектор выполнен в виде пустотелого вала и служит одновременно одной из полуосей поворотной рамы вискозиметра, с которой он жестко соединен одним концом. На втором его конце укреплен щит управления.

В пустотелой части вала 6 коллектора (рис. 5) сделаны три поперечных пазы с углом сектора до  $210^\circ$ .

В эти пазы заведены наконечники трех трубопроводов 2, 4 и 5, идущих от насосной группы и от пресса. Вал коллектора может вращаться, а помещенные в пазы трубопроводы остаются неподвижными. Между наконечниками трубопроводов помещены приемные кольца 3, которые вращаются вместе с валом. Посредством болта 1 между наконечниками и кольцами создается контактное напряжение, предохраняющее жидкость от утечки.

Во время создания давления в системе набор колец и трубопроводов сжат. Перед поворотом вентили 6, 7 и 8 (см. рис. 1) закрывают и набор колец ослабляют так, что кольца могут повернуться относительно трубопроводов вместе с коллектором.

**Прибор для автоматического отсчета времени падения шарика\*.** Принцип работы прибора основан на изменении индуктивности катушки при прохождении стального шарика. Затруднения при разработке прибора, основанного на этом принципе, заключались в том, что катушка индуктивности помещается в массивную стальную камеру вискозиметра. Это влечет за собой резкое ухудшение добротности контура, составленного из задающего элемента (датчика) и распределенной емкости соединительного кабеля. Поэтому потребовалось создать генератор, легко возбуждающийся при низкой добротности контурной катушки. Этому условию отвечал генератор, собранный по схеме с двухкаскадным возбуждением на лампе 6Н8. Блок-схема при-

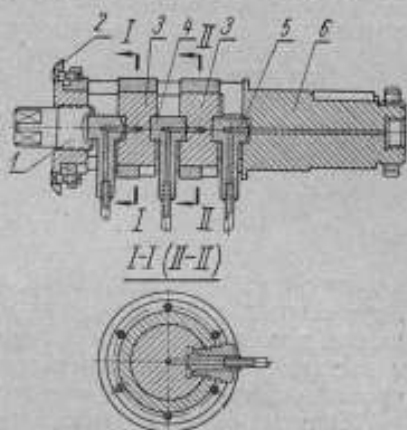


Рис. 5. Коллектор.

\* В разработке прибора принимали участие Ю. П. Хоуля, Н. А. Степанюк и Е. М. Кукушкин.

бора приведена на рис. 6. Сигналы от двух генераторов 1 и 2 подаются на смеситель 3. Для метода с падающим шариком устанавливают равенство частот генераторов, что определяют по нулевым биениям на осциллографе 5. При прохождении шарика через катушку контура генератора 2 частота последнего изменится, и на осциллографе можно видеть разностную частоту. Сигнал разностной частоты выделяется в резонансном усилителе 6, который в методе падающего шарика настраивают на частоту 800 гц. При методе катящегося шарика устанавливают некоторую частоту, величина которой, в общем, зависит от диаметра шарика. Изменения разностной частоты добиваются простым поворотом подстроечного конденсатора.

Резонансный усилитель соответственно настраивается на эту частоту. По достижении максимума разбаланса резонансный усилитель пропускает сигнал разностной частоты. Напряжение разностной частоты, снимаемое с контура резонансного усилителя, приводит к срабатыванию исполнительного устройства 7, на выходе которого стоит

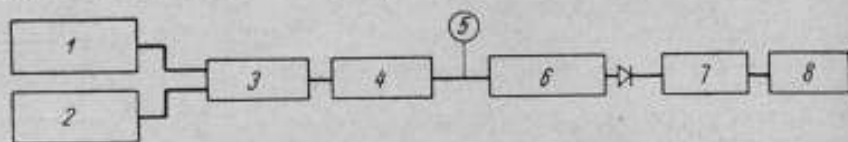


Рис. 6. Блок-схема прибора для определения времени.

электрический секундомер 8. Индуктивный датчик выполнен в виде двух секций, расположенных на измерительной трубке, вследствие чего шарик изменяет частоту генератора дважды и вызывает включение и выключение электрического секундомера, отсчитывающего время прохождения шариком расстояния между этими секциями.

Принципиальная схема счетчика времени приводится в работе [4]. Прибор уверенно работает при диаметре шарика не меньше 5 мм.

### Исследование вискозиметра

Исследование вискозиметра для обоих методов измерения заключалось в определении параметров прибора, установлении его констант и расчете поправок на деформацию для каждого отдельного шарика. Для обоих вариантов прибора константу  $C_t$  определяли из относительных измерений по времени движения шарика в жидкостях известной вязкости и плотности. При надлежаще выбранной методике относительный метод мог обеспечить более высокую точность определения константы, чем непосредственный ее расчет по формулам предыдущей статьи.

Определяли константу по формуле:

$$C_t = \frac{\eta}{(\sigma - \rho)t}, \quad (1)$$

где  $\eta$  и  $\rho$  — соответственно вязкость и плотность градуировочной жидкости;

$\sigma$  и  $t$  — плотность и время падения (качения) шарика.

В качестве градуировочных жидкостей для метода падающего шарика был применен в основном глицерин и смеси его с этиленгликолем, а также касторовое масло и смеси его с канифолью; вязкость жидкостей находилась в пределах от 10 до 90 лз. Градуировочными жидкостями для метода катящегося шарика служили водные смеси глицерина различной концентрации; вязкость их составляла 0,01—10 лз. Для каждой из жидкостей была изучена зависимость вязкости  $\eta$  и плотности  $\rho$  от температуры и построены графики  $\eta = f(t)$  и  $\rho = f(t)$ . При

этом вязкость измеряли на образцовых капиллярных вискозиметрах с висязим уровнем ( $\eta < 10$  лэ) и на вискозиметре Гейслера ( $\eta > 10$  лэ) во всем интервале примененных температур через каждый  $1^\circ\text{C}$ . Плотность измеряли ареометром через каждые  $5^\circ\text{C}$ .

Методика определения константы была одинакова для обоих методов и сводилась к следующему. Трубку, заполненную градуировочной жидкостью с опущенным в нее шариком, ставили в корпус вискозиметра и выдерживали при заданной температуре не менее 30 мин, после чего десятикратно определяли время падения шарика. Затем температуру термостата изменяли, и после соответствующей выдержки вновь определяли время падения шарика. Время падения определялось электросекундомером с точностью  $\pm 0,02$  сек; температуру измеряли посредством термопары и поддерживали постоянной в пределах  $\pm 0,05^\circ\text{C}$ . При расчетах величины  $C_1$  значение вязкости и плотности градуировочной жидкости для заданной температуры снимали с графиков  $\eta = f(t)$  и  $\rho = f(t)$ .

Плотность шарика  $\sigma$  рассчитывали по данным измерения его диаметра  $d$  и массы  $m$ . Значение  $d$  определяли на оптиметре с точностью  $\pm 0,5$  мк, массу — взвешиванием на микровесах с точностью  $\pm 0,05$  мг.

Точность определения  $C_1$  зависела от точности определения  $\eta$  (в первую очередь от точности поддержания температуры) и тщательности заполнения трубки. Очень важно было при заполнении полностью удалить из трубки воздух, так как он существенным образом влиял на постоянство значения  $C_1$ . Для каждого из шариков было выполнено большое количество опытов с различными жидкостями в большом интервале температур, в результате чего случайная погрешность определения константы, оцениваемая средней квадратичной результата для всех шариков, не превосходит  $\pm 0,5\%$ .

Данные выполненных определений диаметра  $d$ , массы  $m$ , плотности  $\sigma$  и константы  $C_1$  для случая падающего шарика приведены в табл. 1, а для катящегося шарика — в табл. 2.

Таблица 1

$d, \text{см}$	$m, \text{г}$	$\sigma, \text{г/см}^3$	$\frac{d}{D}$	$C_1$
0,5004	0,50995	7,782	0,2634	0,689
0,6336	1,03620	7,780	0,3335	0,861
0,7942	2,04215	7,785	0,4180	0,984

Таблица 2

$D, \text{см}$	$d, \text{см}$	$\frac{d}{D}$	$\sigma, \text{г/см}^3$	Значение константы $C_1$ при $\alpha$		
				$10^\circ$	$50^\circ$	$80^\circ$
1,555	1,0001	0,6432	7,767	0,361	0,200	0,0330
1,555	1,3502	0,8682	8,120	0,0705	0,0381	0,00964
1,555	1,5001	0,9648	8,120	0,00322	—	—
2,0029	1,5552	0,7776	8,121	0,346	0,182	0,0378
2,0029	1,8220	0,9110	7,795	0,0515	0,0297	0,00778
2,0029	1,9790	0,9888	7,778	0,000349	0,000226	0,0000573

В варианте с падающим шариком диаметр трубки 1,9 см; путь, проходимый шариком, 9,7 см; вискозиметр используется с тремя шариками.

ками, диаметр которых изменяется от 5 до 8 мм. Константа для различных шариков изменяется незначительно — примерно от 0,7 до 1.

Вискозиметр с катящимся шариком изготовлен с двумя трубками диаметром  $D_1 = 1,555$  см и  $D_2 = 2,0029$  см. В каждой из трубок использованы три угла наклона и три шарика. Путь, проходимый шариком, 10 см. Как видно из табл. 2, константу прибора с катящимся шариком можно изменить, применив соответствующие шарики и углы наклона, от 0,0000573 до 0,361, т. е. примерно в 6000 раз. Этот метод, в основном, применим для измерения маловязких жидкостей.

Чрезвычайно важную задачу исследования представлял собой расчет поправок на деформацию. Значение константы  $C_0$ , найденное для данного шарика при атмосферном давлении, при действии высокого давления изменится. Если  $C_p$  — константа прибора для того же шарика, рассчитанная с учетом деформации при давлении  $p$ , то  $C_p = n C_0$ , где  $n$  — поправочный множитель.

Этот множитель, особенно для варианта с катящимся шариком, достигает существенной величины, и вместе с тем до последнего времени возможность обоснованного его введения для этого типа вискозиметров отсутствовала. Для вискозиметра с падающим шариком нами было показано ранее [2, 4], что при выполнении условий

$$0,0225 \leq \frac{d}{D} \leq 0,1667 \quad (2)$$

поправку можно рассчитать по формуле Осеена-Факсена.

В созданном вискозиметре предел значений  $\frac{d}{D}$  существенно расширен в сторону больших отношений:

$$0,2634 \leq \frac{d}{D} \leq 0,418, \quad (3)$$

и поэтому выводы, полученные прежде, не могли быть перенесены на новый прибор без предварительного его исследования.

Создание вискозиметра в двух вариантах и анализ методов падающего и катящегося шарика, изложенный в предыдущей статье, позволили обоснованно подойти к определению поправок на деформацию прибора и тем самым обеспечить высокую точность измерений вязкости жидкостей, находящихся под действием высокого давления.

Поправочный множитель для вискозиметра с падающим шариком определяли непосредственным расчетом по формуле:

$$n = \frac{C_p}{C_0} = \left( \frac{D_p - d_p}{D_p} \cdot \frac{D_0}{D_0 - d_0} \right)^{2,401} \left( \frac{d_p}{d_0} \right)^2. \quad (4)$$

Эта формула получена из соотношения:

$$C_{расч} = 55,09 \frac{d^2}{S} \left( \frac{D-d}{D} \right)^{2,401}, \quad (5)$$

которое, как показано в предыдущей статье, позволяет определить константу вискозиметра расчетным путем с точностью  $\pm 2,5\%$ . В уравнении (4) индекс  $p$  соответствует значению рассматриваемой величины при давлении  $p$ , а 0 — при атмосферном давлении. Измененные под влиянием деформаций значения диаметра трубки  $D_p$  и шарика  $d_p$  вычисляются по известным формулам теории упругости:

$$D_p = D_0 \left( 1 - \frac{1-\nu}{E} p \right), \quad (6)$$

$$d_p = d_0 \left[ 1 - \frac{3\nu}{E_1} (1 - 2\nu_1) p \right]^{\frac{1}{3}} \quad (7)$$



с учетом следующих характеристик керамических трубок:  $E=7 \cdot 10^5 \text{ кгс/см}^2$ ;  $\mu=0,25$ . Для шарика  $E=2 \cdot 10^6 \text{ кгс/см}^2$ ;  $\mu_1=0,25$ .

Графики зависимости  $n = \frac{C_p}{C_0}$  от давления для варианта с падающим шариком приведены на рис. 7. Как видим, максимальное значение поправочного множителя на деформацию в этом методе невелико и предельно составляет  $\pm 2,2\%$ .

Аналогично предыдущему при использовании вискозиметра с падающим шариком в широком температурном интервале можно рассчитать поправку на термическое расширение трубки и шарика. Поправочный множитель  $n_t$  на термическое расширение рассчитывают по формуле:

$$n_t = \frac{C_t}{C_{20}} = \left( \frac{D_t - d_t}{D_t} \cdot \frac{D_{20}}{D_{20} - d_{20}} \right)^{2,401} \left( \frac{d_t}{d_{20}} \right)^2, \quad (8)$$

в которой индекс 20 соответствует значению рассматриваемой величины при температуре  $20^\circ\text{C}$ , а  $t$  — при температуре эксперимента, отличающейся от  $20^\circ$ .  $D_t$  и  $d_t$  рассчитывают по формулам:

$$D_t = D_{20} [1 + \beta_1 (t^\circ - 20^\circ)], \quad (9)$$

$$d_t = d_{20} [1 + \beta_2 (t^\circ - 20^\circ)], \quad (10)$$

где  $\beta_1 = 4 \cdot 10^{-6}$  и  $\beta_2 = 1,1 \cdot 10^{-5}$  — коэффициенты линейного расширения фарфоровой трубки и шарика.

Влияние температуры при падающем шарике невелико, и даже при изменении температуры  $\Delta t^\circ = 100^\circ$  константа изменяется всего на  $0,1\%$ .

Для варианта с катящимся шариком при наклоне измерительной трубки  $10^\circ$  поправочный множитель  $n$  на деформацию прибора в соответствии с соотношением (30) предыдущей статьи может быть рассчитан по формуле:

$$n = \left( \frac{D_p - d_p}{D_p} \cdot \frac{D_0}{D_0 - d_0} \right)^{2,5258} \left( \frac{d_p}{d_0} \right)^2. \quad (11)$$

Однако определение поправок в данном случае требует особого внимания, так как при малых значениях зазора между трубкой и шариком влияние деформаций столь велико, что на величине  $n$  сильно отражается недостаточная точность табличных данных о  $E$  и  $\mu$  трубки и шарика. Поэтому расчетные значения  $n$  для этого метода эмпирически проверяли, сравнивая его показания с методом падающего шарика. Графически зависимость  $n = f(p)$  для всех рабочих шариков при угле наклона  $10^\circ$  приведена на рис. 8.

Как видно из графика, величины поправок для вискозиметра с катящимся шариком существенно выше, чем для вискозиметра с падающим шариком. Для самого маленького шарика максимальная поправка  $4\%$ , для среднего  $15\%$ , а для самого большого  $50\%$ . Для шариков  $d=1,0001 \text{ см}$  и  $d=1,3500 \text{ см}$  в трубке  $D=1,555 \text{ см}$  расчетное значение  $n$  точно совпадает с экспериментальными данными. Для

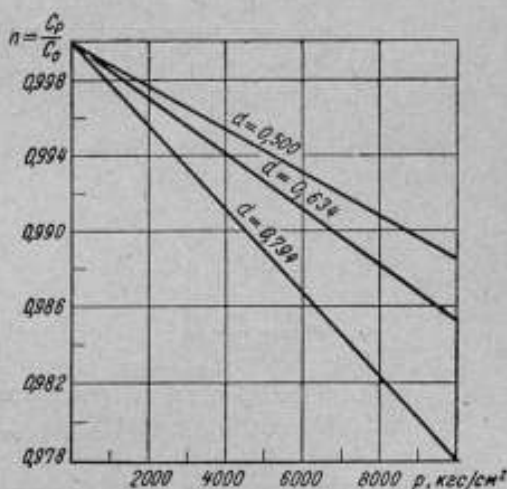


Рис. 7. График зависимости  $n = \frac{C_p}{C_0}$  для варианта с падающим шариком.

шарика  $d=1,5001$  см в этой же трубке и для трех шариков в трубке  $D=2,0029$  см расчетное значение существенно отклоняется от опытного, и на графике приведено значение  $n$ , полученное из эксперимента. Для большей надежности  $n$  определяли, сравнивая показания обоих методов в двух градуировочных жидкостях или при двух температурах. Вязкость жидкости, как правило, определяли для каждой заданной температуры, применяя два падающих шарика разного диаметра.

Для шарика  $d=1,9790$  см определить  $n$  сравнением показаний с показаниями при методе падающего шарика оказалось невозможным, так как константы различаются почти в 2000 раз. Зависимость  $\eta=f(p)$  градуировочной жидкости в данном случае была изучена с помощью катящегося шарика, значение  $n$  для которого, в свою очередь, было установлено сравнением с падающим шариком. Из-за малости ширины щели поправочный множитель для  $d=1,9790$  см очень велик и уже при  $p=5000$  кгс/см<sup>2</sup> достигает 50%. В связи с этим приме-

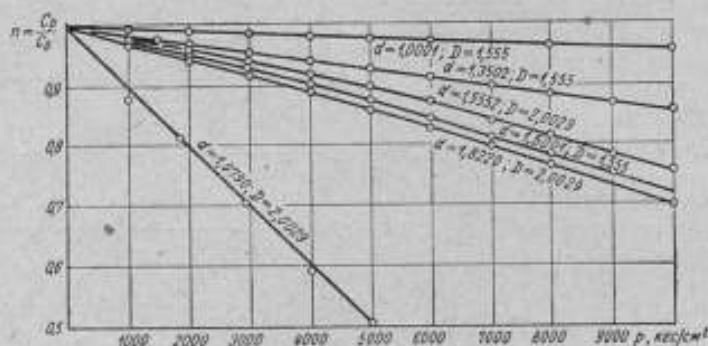


Рис. 8. График зависимости  $n = \frac{C_p}{C_0}$  для варианта с катящимся шариком.

нение такого шарика в дальнейшем было ограничено небольшими давлениями.

Теперь остается осветить вопросы, связанные с определением деформационных поправок при применении вискозиметра с различными углами наклона трубки.

В экспериментах при высоких давлениях в основном использовали шарики с большими отношениями  $\frac{d}{D}$ , для которых отсутствует явление скольжения и  $\frac{C_t}{\cos \alpha}$  остается практически постоянным. Поэтому,

мало вероятно было ожидать нарушения формулы для расчета поправочного множителя при изменении угла наклона, что и проверено экспериментально.

Очевидно, что если влияние деформации для заданного давления  $p$  при любом угле наклона одинаково, т. е. если

$$n(p, \alpha) = n(p, 10^\circ),$$

то отношение времени падения при  $10^\circ$  и  $\alpha$  для этого шарика должно быть постоянным при каждом фиксированном давлении и равняться обратному отношению константы прибора:

$$\frac{t(p, \alpha)}{t(p, 10^\circ)} = \text{const} = \frac{C_{10}(p=0)}{C_\alpha(p=0)}. \quad (12)$$

Оказалось, что в случае нормального режима работы прибора, т. е. при скоростях шарика, обеспечивающих ламинарность потока жидкости, равенство (12) имеет место для всех шариков, использованных

нами для измерений вязкости при высоких давлениях и при разных углах наклона (шарики  $d=1,8220$ ,  $1,5552$  и  $1,9790$  см в трубке  $D=2,0029$  см и шарик  $d=1,5001$  см в трубке  $D=1,555$  см).

В связи с этим, применяя вискозиметр с различными углами наклона, значение деформационного поправочного множителя  $n$  для указанных шариков надлежит брать из графиков рис. 9.

Поправочный множитель на термическое расширение для вискозиметра с катящимся шариком определяют по формуле:

$$n_t = \left( \frac{D_t - d_t}{D_t} \cdot \frac{D_{30}}{D_{30} - d_{30}} \right)^{2,520} \left( \frac{d_t}{d_{30}} \right)^2 \quad (13)$$

Поскольку в данном случае в приборе используются, в основном, малые зазоры между шариком и трубкой, температура оказывает более заметное влияние, чем в методе падающего шарика. Например, при изменении температуры на  $10^\circ$  константа шарика  $d=1,5001$  см в трубке  $D=1,555$  см изменится на  $0,5\%$ , а при изменении на  $100^\circ$  — на  $4,5\%$ .

### Методика измерений

Вязкость очень сильно зависит от температуры и давления, поэтому при разработке методики измерений были приняты меры, способствующие точному поддержанию и измерению давления и температуры.

Для создания и поддержания температуры исследуемой жидкости в заданных пределах применен термостат ТС-15 с принудительной циркуляцией, подающий жидкость в термостатную рубашку вискозиметра. Температуру измеряли термомпарой, один спай которой был помещен в непосредственной близости от трубки вискозиметра. Значение э. д. с. термомпары определяли потенциометром ППТН-1. Вязкость измеряли спустя  $20-30$  мин после наступления постоянства показаний термомпары. В процессе измерений температуру исследуемой жидкости поддерживали с точностью  $\pm 0,1\%$ .

Давление измеряли манганиновым манометром, отградуированным по образцовому поршневому манометру. Для измерения сопротивления применили мост постоянного тока МКЛ-49 с наименьшей декадой магнито сопротивления  $0,01$  ом. При измерениях использовали отношение плеч моста  $1:10$ . Погрешность манганинового манометра не превышала  $\pm 0,5\%$  измеряемого давления.

Время падения шарика измерялось автоматически посредством специально разработанного прибора, описанного выше. В приборе применен электросекундомер, позволяющий отсчитывать время с точностью  $0,02$  сек. Для каждого заданного давления и температуры в зависимости от продолжительности падения выполняли  $5-10$  определений времени падения шарика. Во избежание завышенных показаний прибора из-за турбулентности потока вязкость исследуемых жидкостей измеряли при скоростях, обеспечивающих ламинарный режим работы, и при числах  $Re = \frac{v d \rho}{\eta}$ , не превышающих  $0,2$ .

Вязкость при давлении вычисляли по формуле:

$$\eta(p) = n \cdot n_t \cdot C_1 (n_1 \sigma - n_2) t, \quad (14)$$

где  $n$  и  $n_t$  — поправочные множители к значению константы на деформацию прибора и термическое расширение;

$n_1$  и  $n_2$  — множители, учитывающие изменение плотности материала шарика и исследуемой жидкости под влиянием давления.

Значение  $n$  в зависимости от примененного метода измерения и давления брали из рис. 8 или 9, а  $n_t$  — рассчитывали по формуле (8) или (13).

Изменение плотности шарика предельно составляло 0,6%. Значение  $n_1$  рассчитывали по формуле:

$$n_1 = \frac{1}{1 - \frac{3(1-2\nu_1)}{E_1} p} \quad (15)$$

Изменение плотности жидкости под давлением до 10000  $\text{кгс/см}^2$  составило 10—20%, коэффициент  $n_2$  следует брать из опытных данных о сжимаемости данной жидкости под давлением.

При выполнении изложенных требований методики точность измерений вязкости в зависимости от состояния жидкости (приложенного давления  $p$  и температуры  $t$ ) может быть оценена в 2,5—5%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Золотых Е. В. Вискозиметр высокого давления до 5000  $\text{кгс/см}^2$ . «Приборы и стенды», М., ВИНТИ АН СССР, 1955.
2. Золотых Е. В. Исследование зависимости вязкости жидкостей от давления до 5000  $\text{кгс/см}^2$ . «Труды институтов Комитета», вып. 46(106). М., Стандартгиз, 1960, стр. 81—95.
3. Бораунов В. А., Семин В. П. Общая аппаратура, применяемая в экспериментах с высокими давлениями. «Труды институтов Комитета», вып. 46(106). М., Стандартгиз, 1960, стр. 107—116.
4. Золотых Е. В., Семин В. П., Хохуля Ю. П. Установка для измерения вязкости при давлениях до 10000  $\text{кгс/см}^2$ . «Передовой научно-технический опыт», вып. 24, ЦИТЭИН, 1961.
5. Золотых Е. В. Исследование зависимости вязкости жидкостей от давления до 5000  $\text{кгс/см}^2$ . «Измерительная техника», 1955, № 3, стр. 42—46.

Е. В. Золотых  
ВНИИФТРИ

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТЕЙ ОТ ДАВЛЕНИЯ ДО 10000 $\text{кгс/см}^2$

Приводятся результаты измерений вязкости ряда жидкостей при давлениях до 10000  $\text{кгс/см}^2$  и температурах 10—40°С, выполненных на вискозиметре высокого давления. Объектами исследования в основном являлись манометрические жидкости. Для всех жидкостей приводятся табличные данные зависимости вязкости от давления при трех фиксированных температурах (данные для одной и той же жидкости, полученные с помощью методов катящегося и падающего шарика, хорошо согласованы).

На установке, описанной в предыдущей статье, была исследована зависимость вязкости от давления обезвоженного и динамитного глицерина, полисилоксановой жидкости № 5, этилового спирта, бензина, этиленгликоля, а также смесей различной концентрации обезвоженного и динамитного глицерина с этиленгликолем. Исследование глицерина и смесей его с этиленгликолем, а также бензина было выполнено в связи с тем, что эти жидкости используются в качестве рабочих сред в установках лаборатории при давлениях до 20000  $\text{кгс/см}^2$ . Данные о вязкости спирта и полисилоксана представляют интерес в связи с низким температурным коэффициентом этих жидкостей.

Для полисилоксана исследование выполнено при давлении 3500  $\text{кгс/см}^2$  и семи температурах в интервале 4—60°С; для остальных жидкостей при трех температурах в интервале 10—40°С и давлениях до 10000  $\text{кгс/см}^2$ . Для глицерина и этиленгликоля верхний предел давлений ограничен 5000—7000  $\text{кгс/см}^2$ , что связано с кристаллизацией этих жидкостей при более высоких давлениях.

Значение вязкости при атмосферном давлении определяли капиллярным вискозиметром (при  $\eta \leq 10$  лз) и вискозиметром Геплера (при  $\eta \geq 10$  лз), а плотность — ареометром.

Данные о вязкости всех жидкостей при атмосферном давлении в зависимости от температуры приведены на рис. 1 и в табл. 1; данные о плотности — в табл. 2. Плотность динамитного глицерина и смеси его с 20% гликоля совпадает с соответствующими данными для обезвоженного глицерина и потому отдельно в табл. 2 не приводится.

Обезвоженный глицерин\* получен из динамитного глицерина путем его ректификации в вакууме. О степени чистоты глицерина можно судить по совпадению значений его вязкости при различных температурах с данными других исследователей (рис. 2).

Этиловый спирт применяли для экспериментов непосредственно после перегонки. Крепость спирта составляла при этом 93%.

\* Далее в тексте в наименовании «обезвоженный глицерин» слово «обезвоженный» для удобства изложения будет опущено.

Таблица 1

Жидкость	Вязкость, мз, при температуре, °С												
	5	7	10	12	15	17	20	25	30	35	40	50	60
Глицерин . . . . .	—	—	39	32	23,7	19,3	14,6	9,2	6,1	4,2	3,0	1,6	1,0
Смесь глицерина 80 % и этиленгликоля 20 %	—	—	10,3	8,34	6,92	5,95	4,82	3,40	2,26	1,50	1,13	—	—
Смесь глицерина 60 % и этиленгликоля 40 %	—	—	—	—	2,47	2,10	1,75	1,20	0,916	—	—	—	—
Смесь глицерина 40 % и этиленгликоля 60 %	—	—	—	—	1,04	0,915	0,77	0,577	0,440	—	—	—	—
Этиленгликоль . . . . .	—	—	—	—	0,273	0,240	0,214	0,168	0,135	0,122	0,095	—	—
Динамитный глицерин . . . . .	—	—	—	21,7	15,9	13,0	10	6,55	4,4	3,15	2,15	—	—
Смесь динамитного глицерина 80 % и этиленгликоля 20 % . . . . .	—	—	—	—	5,18	4,45	3,50	2,42	1,69	1,23	—	—	—
Полсимоксановая жидкость № 5 . . . . .	5,71	5,37	4,81	4,45	3,98	3,70	3,32	2,82	2,42	2,13	1,84	1,40	1,11
Бензин Б-70 . . . . .	—	—	—	—	0,0054	0,00529	0,00508	0,00482	0,00455	—	—	—	—
Этиловый спирт . . . . .	—	—	—	—	0,0198	0,0188	0,1730	0,0154	0,0136	—	—	—	—

Таблица 3

Жидкость	Плотность, г/см <sup>3</sup> , при температуре, °С										
	5	10	20	30	40	50	60				
Глицерин . . . . .	—	1,266	1,260	1,255	1,249	—	—				
Смесь глицерина 80 % и этиленгликоля 20 %	—	1,240	1,230	1,220	1,210	—	—				
Смесь глицерина 60 % и этиленгликоля 40 %	—	1,208	1,200	1,191	1,183	—	—				
Смесь глицерина 40 % и этиленгликоля 60 %	—	1,178	1,170	1,162	—	—	—				
Этиленгликоль . . . . .	—	1,117	1,110	1,102	1,096	—	—				
Полсимоксановая жидкость № 5 . . . . .	0,989	0,986	0,980	0,974	0,968	0,960	0,957				
Бензин Б-70 . . . . .	—	0,748	0,738	0,728	—	—	—				
Этиловый спирт . . . . .	—	0,832	0,825	0,8185	—	—	—				

На основании выполненных при атмосферном давлении измерений представляется возможным построить для смеси глицерина с этилен-

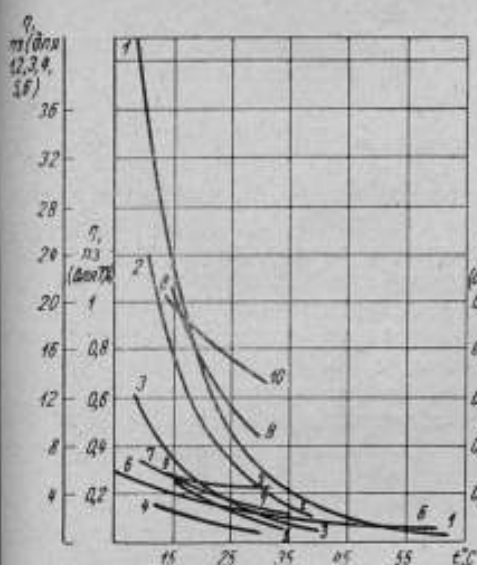


Рис. 1. Графики зависимости динамической вязкости  $\eta$  исследуемых жидкостей от температуры:

1—глицерина; 2—динамитного глицерина; 3—смеси глицерина 80% и этиленгликоля 20%; 4—смеси глицерина 60% и этиленгликоля 40%; 5—смеси динамитного глицерина 80% и этиленгликоля 20%; 6—полисилоксановой жидкости № 3; 7—этиленгликоля; 8—смеси глицерина 40% и этиленгликоля 60%; 9—бензина Б-70; 10—этилового спирта.

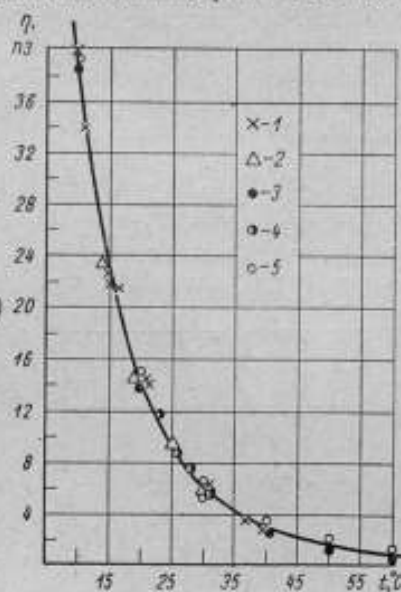


Рис. 2. График зависимости вязкости глицерина от температуры по данным различных исследователей:

1—данные автора; 2—Handbook of Chemistry; 3—Серег; 4—Шеелд; 5—справочник физико-химических величин.

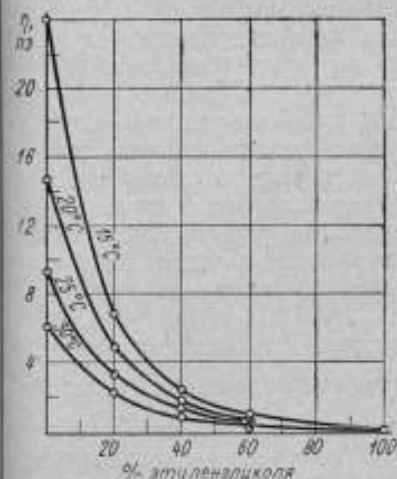


Рис. 3. Изотермы вязкости смесей глицерина с этиленгликолем в зависимости от концентрации.

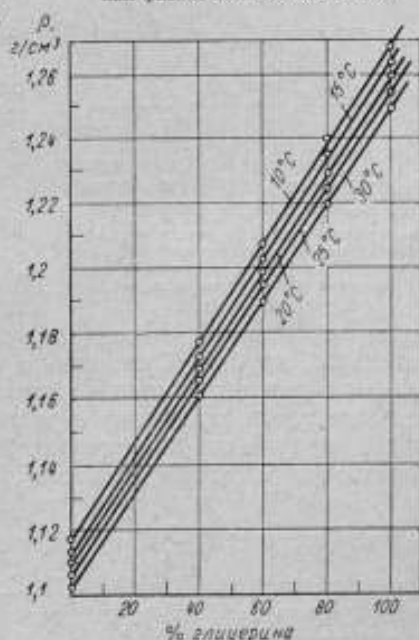


Рис. 4. Изотермы плотности смесей глицерина с этиленгликолем в зависимости от концентрации.

гликолем графики зависимости  $\eta$  и  $\rho$  от концентрации. Указанные зависимости приведены на рис. 3 и 4 для нескольких температур.

Значение вязкости полисилоксановой жидкости № 5 при высоком давлении определяли на вискозиметре для давления до 5000 кгс/см<sup>2</sup>, описанном в работах [1, 2], а всех других жидкостей — на вискозиметре для давления до 10000 кгс/см<sup>2</sup>.

Измерения проводили в соответствии с методикой, изложенной в последнем разделе предыдущей статьи. Значения вязкости рассчитывали по формуле

$$\eta(p) = nC_i(n_1\sigma - n_2\rho)t. \quad (1)$$

Влияние давления на  $C_i$ ,  $\sigma$  и  $\rho$  устраняли введением соответствующих поправочных множителей  $n$ ,  $n_1$  и  $n_2$ . Поправку  $n$ , на термическое расширение не учитывали, так как измерения проводили в узком интервале температур.

Поправки на сжимаемость к значению  $\rho$  для этиленгликоля, бензина, спирта и смеси динамитного глицерина с 20% этиленгликоля вводили на основании данных работы\*. Ввиду отсутствия подобных данных для других жидкостей их плотность  $\rho$  при расчетах принимали постоянной. Это вносило в результат измерения вязкости погрешность, которую при давлении 5000 кгс/см<sup>2</sup> можно оценить 1—1,5%, а при давлении 10000 кгс/см<sup>2</sup> 2—3%. В дальнейшем, после проведения исследований сжимаемости указанных жидкостей, эту погрешность можно устранить простым пересчетом. Результаты определения вязкости жидкостей при высоких давлениях приводятся в табл. 3—12.

Данные для этилового спирта, возможно, завышены, так как, в дальнейшем было обнаружено, что спирты растворяют резиновые колпачки на концах измерительной трубки.

Измерения вязкости некоторых жидкостей для проверки результатов выполняли методом как падающего, так и катящегося шарика; в ряде случаев при измерениях использовали два и даже три шарика, иногда два-три различных угла наклона измерительной трубки. Суждение о согласовании полученных экспериментальных данных можно составить на основании рис. 5. Экспериментальные точки, полученные различными шариками, ложатся на одну и ту же кривую, что свидетельствует о хорошем согласовании методов и достаточно высокой точности измерений.

На рис. 6, а и б нанесены сводные графики зависимости относительной вязкости  $\frac{\eta}{\eta_0}$  от давления для всех исследованных жидкостей при температурах 15; 20 и 30 °С. Для глицерина и двух наиболее концентрированных смесей данные для 15 °С получены интерполяцией данных табл. 4—6.

Из рис. 6, а—в видно, что из десяти рассмотренных жидкостей наиболее сильно изменяют свою вязкость по сравнению с  $\eta_0$  (вяз-

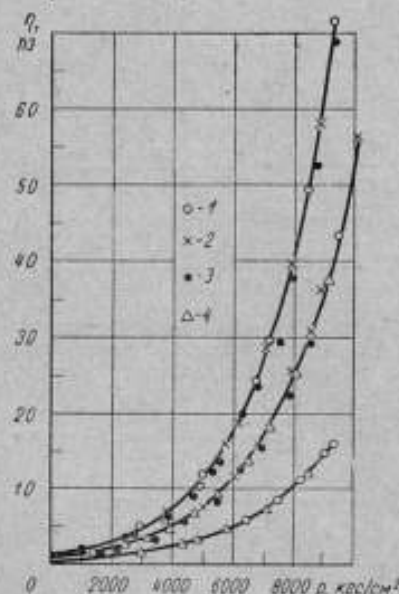


Рис. 5. Изотермы вязкости смеси 40% глицерина с 60% этиленгликоля в зависимости от давления: 1 и 2—соответственно для шариков № 1 и 2 (методом падающего шарика); 3 и 4—соответственно для шариков № 5 и 6 (методом катящегося шарика).

\* См. статью на стр. 143.



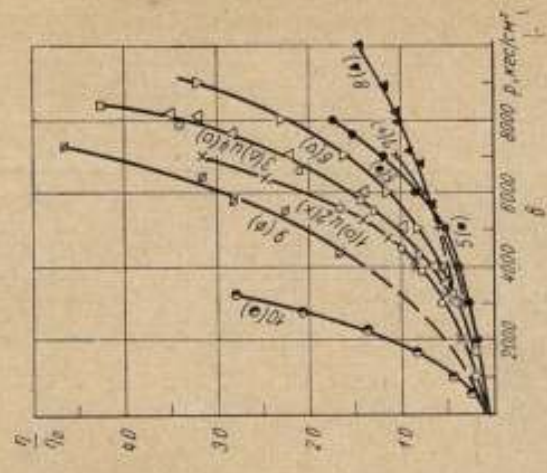
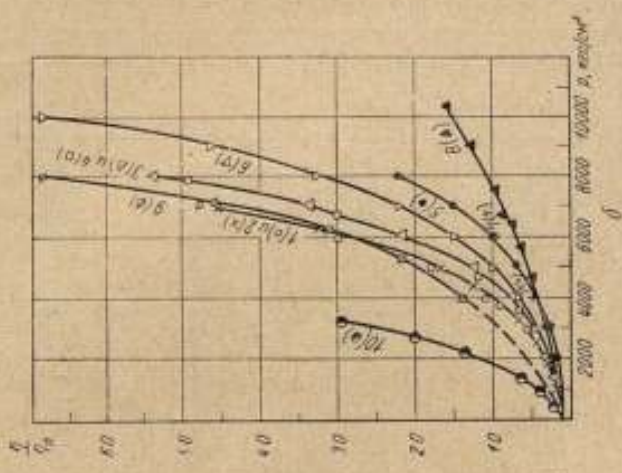
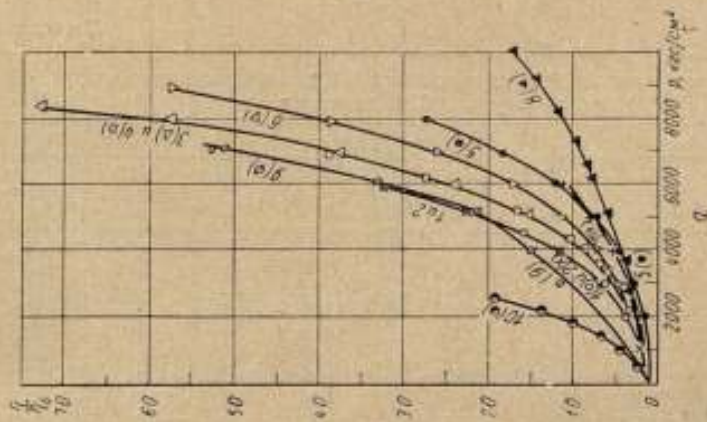


Рис. 6. Изотермы относительной вязкости жидкостей в зависимости от давления:  
 1—глицерина; 2—динамитного глицерина; 3—смесь глицерина 80% и этиленгликоля 20%; 4—смесь динамитного глицерина 80% и этиленгликоля 20%; 5—смесь глицерина 60% и этиленгликоля 40%; 6—смесь глицерина 40% и этиленгликоля 60%; 7—этиленгликоля; 8—этиленгликоля; 9—безиша В-70; 10—полиэтиленгликолевой жидкости № 5.  
 а—при  $t = 15^\circ\text{C}$ ; б—при  $t = 20^\circ\text{C}$ ; в—при  $t = 30^\circ\text{C}$ .

Таблица 3

Вязкость полисилоксановой жидкости № 5, лз, при температуре, °С, и давлении, кгс/см <sup>2</sup>													
t = 4,2		t = 15,2		t = 20		t = 30		t = 40		t = 50		t = 60	
p	η	p	η	p	η	p	η	p	η	p	η	p	η
0	5,80	0	3,93	0	3,32	0	2,42	0	1,84	0	1,40	0	1,1
616	14,3	520	8,83	486	7,07	572	5,89	546	4,13	335	2,95	503	2,56
997	23,6	1023	17,7	956	13,2	998	10,5	990	7,47	505	3,21	814	3,74
1449	41,2	1427	27,0	1394	21,9	1663	19,8	1647	14,8	985	5,61	1035	4,72
1995	66,2	1845	40,3	2245	45,8	2261	32,7	1970	19,3	1530	9,85	1478	7,29
2460	101	2195	54,1	2709	67,1	2809	50,0	2510	28,6	2015	15,2	2045	11,8
2992	154	2593	75,8	3224	98,1	3258	67,5	3316	50,6	2625	23,6	2518	17,0
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3315	37,1	3017	23,5
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3482	30,9

Таблица 4

Вязкость глицерина, лз при температуре, °С, и давлении, кгс/см <sup>2</sup>					
t = 10,5		t = 20		t = 39,5	
p	η	p	η	p	η
0	36,4	0	14,6	0	3,05
750	59,6	740	22,0	2825	11,3
805	60,2	1410	33,7	3230	14,6
920	67,1	1980	44,8	4065	22,5
1490	95,7	2140	51,2	4620	28,1
1709	111	2900	80,0	5495	42,7
1830	119	3335	96,5	6200	58,3
2450	178	3690	129	6670	70,1
2510	185	4630	198	7715	110
3180	285	4720	224	—	—
3245	292	4890	246	—	—
4070	477	5235	283	—	—
4585	643	5500	331	—	—
—	—	6195	470	—	—
—	—	6270	509	—	—

Таблица 5

Вязкость смеси 80 % глицерина и 20 % этиленгликоля, лз, при температуре, °С, и давлении, кгс/см <sup>2</sup>					
t = 12,55		t = 20,2		t = 30	
p	η	p	η	p	η
0	8,20	0	4,8	0	2,26
1195	17,6	2660	18,9	2455	6,80
3050	47,4	2905	21,5	3900	14,7
4070	74,4	3015	23,2	4870	22,5
4950	128	3920	34,6	6045	33,5
6180	229	5050	59,5	6990	50,1
6190	237	5785	91,1	7780	66,6
7160	378	7155	171	8530	89,7
8445	694	9475	487	—	—

Таблица 6

Вязкость смеси 60 % глицерина и 40 % этиленгликоля, пз,  
при температуре, °С и давлении, кгс/см<sup>2</sup>

$t = 14,44$		$t = 20$		$t = 30$	
$p$	$\eta$	$p$	$\eta$	$p$	$\eta$
0	2,60	0	1,75	0	0,916
1695	4,20	3161	5,41	4126	3,66
2920	7,50	3773	6,87	4559	4,11
4120	13,3	4273	8,61	4891	4,67
4310	14,4	5280	13,0	5639	6,40
4755	17,7	5596	15,3	6089	7,41
5065	19,8	6350	20,5	6109	7,41
5570	25,8	6608	23,3	6758	9,92
5640	26,6	7345	30,5	6994	10,51
5700	25,8	7640	35,4	7316	11,96
6195	32,7	7673	34,75	7318	12,24
6205	32,5	8220	44,4	8170	17,0
6600	42,5	—	—	8180	16,8
6850	47,1	—	—	—	—
7300	54,4	—	—	—	—
7340	55,6	—	—	—	—
7600	60,5	—	—	—	—
8010	69,5	—	—	—	—
8280	81,9	—	—	—	—
8350	86,9	—	—	—	—
8440	84,5	—	—	—	—
8560	92,6	—	—	—	—

Таблица 7

Вязкость смеси 40 % глицерина и 60 % этиленгликоля, пз,  
при температуре, °С, и давлении, кгс/см<sup>2</sup>

$t = 15$		$t = 20$		$t = 30$	
$p$	$\eta$	$p$	$\eta$	$p$	$\eta$
0	1,04	0	0,77	0	0,44
1390	2,11	1290	1,62	2860	1,60
2440	3,56	1466	1,57	4280	2,64
2720	4,05	2210	2,24	4710	3,13
2880	4,88	2380	2,59	5740	4,65
3720	6,28	3110	3,55	5750	4,55
3730	6,81	3220	3,45	6400	5,60
3730	6,52	3860	4,85	7030	7,28
4620	9,30	4310	5,53	7500	8,20
4860	10,5	4660	6,73	8260	11,0
5020	11,7	4880	7,38	8300	11,1
5100	11,9	5410	9,14	9030	14,3
5460	13,5	5430	8,67	9335	15,6
5650	15,4	6060	11,6	—	—
6160	18,4	6270	12,3	—	—
6360	19,6	6460	13,7	—	—
6780	23,7	6820	15,6	—	—
6790	24,0	6910	15,48	—	—
7200	29,2	7200	18,1	—	—
7350	29,3	7220	18,6	—	—
7950	39,4	7850	22,4	—	—
7960	37,8	8020	25,4	—	—
8560	48,8	8030	25,0	—	—

Продолжение

Вязкость смеси 40% глицерина и 60% этиленгликоля, лз, при температуре, °С, и давлении кгс/см<sup>2</sup>

$t = 15$		$t = 20$		$t = 30$	
$p$	$\eta$	$p$	$\eta$	$p$	$\eta$
8810	52,7	8535	30,1	—	—
8920	58,2	8566	29,6	—	—
9460	70,5	9000	36,4	—	—
9540	69,6	9120	37,5	—	—
—	—	9550	43,3	—	—
—	—	10135	56,2	—	—

Таблица 8

Вязкость этиленгликоля, лз, при температуре, °С, и давлении, кгс/см<sup>2</sup>

$t = 15$		$t = 20$		$t = 30$	
$p$	$\eta$	$p$	$\eta$	$p$	$\eta$
0	0,273	0	0,214	0	0,135
2140	0,745	1210	0,375	900	0,199
3520	1,19	2706	0,664	940	0,217
4140	1,40	3804	0,950	1730	0,274
5120	2,14	4500	1,223	1900	0,289
5840	2,96	5307	1,630	2620	0,378
6420	3,82	5400	1,635	2900	0,407
—	—	6206	2,15	3450	0,498
—	—	6220	2,16	3900	0,549
—	—	—	—	4020	0,601
—	—	—	—	4600	0,702
—	—	—	—	4700	0,705
—	—	—	—	5000	0,745
—	—	—	—	5540	0,898
—	—	—	—	6000	1,08
—	—	—	—	6330	1,16
—	—	—	—	6500	1,22
—	—	—	—	7200	1,47
—	—	—	—	7370	1,55

Таблица 9

Вязкость динамитного глицерина, лз, при температуре, °С, и давлении, кгс/см<sup>2</sup>

$t = 15$		$t = 20$		$t = 30$	
$p$	$\eta$	$p$	$\eta$	$p$	$\eta$
0	15,9	0	10,0	0	4,4
998	31,4	1248	21,2	1620	10,5
2000	58,5	1870	30,6	3130	23,1
2994	110,0	2540	45,2	3910	33,8
3998	185,4	3164	64,1	4750	49,2
5100	335,5	3784	89,9	5200	61,3
6000	519,7	4380	122,6	5575	72,5
—	—	5000	169,8	6376	108,0
—	—	6100	293,9	7000	139,0
—	—	6980	456,7	—	—

Таблица 10

Вязкость смеси 80 % динамитного глицерина и 20 % этиленгликоля, пз, при температуре, °С, и давлении, кгс/см<sup>2</sup>

t = 15		t = 20		t = 30	
p	η	p	η	p	η
0	5,18	0	3,50	0	1,69
900	9,09	375	4,65	1000	3,02
1100	10,45	1470	8,43	1700	4,03
1950	16,9	2130	10,9	2120	5,13
2100	18,3	2540	14,8	3200	8,44
2950	27,7	3180	17,0	3400	8,94
3100	30,6	3500	23,4	4310	14,5
3300	32,5	4170	28,1	5500	22,5
4000	48,7	4700	41,4	5800	24,8
4300	54,3	5050	41,5	6620	36,0
4420	58,0	5600	61,1	7450	50,1
5200	86,0	6220	75,7	7600	48,0
5240	86,6	6700	105	8400	72,6
6100	130	7450	130	9460	107
6300	143	7900	176	—	—
6950	199	8040	171	—	—
7120	204	9000	278	—	—
7400	257	9060	278	—	—
7600	232	10260	448	—	—
8150	349	10600	510	—	—
8200	338	—	—	—	—
8400	377	—	—	—	—
9250	574	—	—	—	—
9300	566	—	—	—	—
9600	581	—	—	—	—

Таблица 11

Вязкость бензина Б-70, пз, при температуре, °С, и давлении, кгс/см<sup>2</sup>

t = 15		t = 20		t = 30	
p	η	p	η	p	η
0	0,0054	0	0,00508	0	0,00455
3000	0,0622	4000	0,0739	4360	0,0739
4000	0,0792	5300	0,1095	5460	0,101
5200	0,1155	6250	0,160	5800	0,125
6130	0,178	7150	0,231	6400	0,141
7220	0,278	8050	0,349	7300	0,208
8300	0,468	8900	0,485	7600	0,229
9300	0,462	9600	0,698	8900	0,389
10100	0,747	—	—	9970	0,609

Таблица 12

Вязкость этилового спирта, пз, при температуре, °С, и давлении, кгс/см<sup>2</sup>

t = 15		t = 20		t = 30	
p	η	p	η	p	η
0	0,0198	0	0,0173	0	0,0136
2710	0,0708	4050	0,0811	4660	0,075
3615	0,0850	4560	0,0930	5350	0,0810
5150	0,119	5530	0,1095	5600	0,0930
5200	0,128	6450	0,131	6770	0,109
6200	0,150	6600	0,141	6800	0,113
6500	0,165	7500	0,167	7030	0,123
7230	0,185	8900	0,218	7900	0,138
8200	0,225	10300	0,274	8090	0,140
9200	0,277	—	—	8830	0,161
10200	0,337	—	—	10030	0,195

костью при атмосферном давлении) полисилоксановая жидкость № 5 и бензин Б-70, меньше всех — этиловый спирт. Кривые для смеси глицерина с этиленгликолем располагаются между ними.

Измерения показали, что экспоненциальный закон изменения вязкости

$$\eta(p) = \eta_0 e^{\beta p}, \quad (2)$$

который согласно ранее выполненным исследованиям имеет место для минеральных масел и глицерина в интервале 1—5000 кгс/см<sup>2</sup> [2], для глицерина и смеси его с этиленгликолем действует и в расширенном интервале давлений 1—10000 кгс/см<sup>2</sup> с точностью от ±10 до ±15%.

Для бензина, спирта и полисилоксановой жидкости указанная зависимость не имеет места.

На рис. 7 приведены значения пьезокоэффициента вязкости  $\beta$  в зависимости от температуры для различных концентраций глицерина. Значения  $\beta$  рассчитывали на основании данных табл. 4—10 по методу наименьших квадратов.

Найдено, что абсолютные значения вязкости обезвоженного и динамитного глицерина, а также их смесей с 20% этиленгликоля при равных давлениях совпадают с точностью до множителя, равного отношению начальных вязкостей жидкостей. Это положение вытекает как из непосредственного сопоставления соответствующих графиков  $\eta = f(p, t)$  указанных жидкостей, так и из совпадения графиков их относительных вязкостей  $\frac{\eta}{\eta_0} =$

$= f(p, t)$  при всех трех температурах (см. рис. 6), а также из практического совпадения графической зависимости их пьезокоэффициентов от температуры  $\beta = \beta_0(t)$  (см. рис. 7).

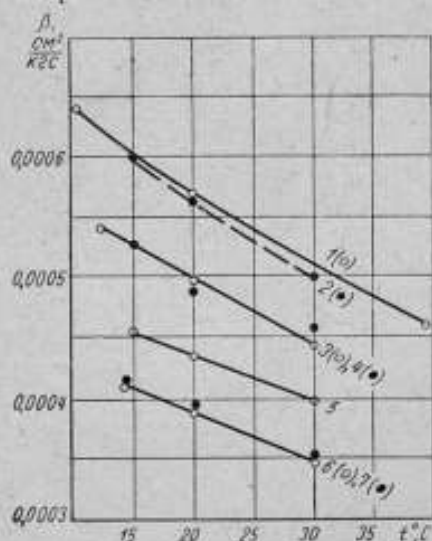


Рис. 7. Значения пьезокоэффициента вязкости  $\beta$  различных жидкостей в зависимости от температуры:

1—глицерина; 2—динамитного глицерина; 3—смеси глицерина 80% и этиленгликоля 20%; 4—смеси динамитного глицерина 80% и этиленгликоля 20%; 5—смеси глицерина 40% и этиленгликоля 60%; 6—смеси глицерина 60% и этиленгликоля 40%; 7—этиленгликоля.

Так как динамитный глицерин отличается от обезвоженного в основном содержанием незначительной примеси воды (около 2%), то на основании полученных результатов можно заключить, что добавка в глицерин небольшого количества воды оказывает влияние лишь на его начальную вязкость и не сказывается на поведении вязкости при повышении давления.

На основании выполненных исследований для глицерина и смеси его с этиленгликолем представляется возможным определить зависимость вязкости от концентрации смеси.

Абсолютное значение вязкости смеси при разных давлениях тем выше, чем больше концентрация глицерина в смеси. Для относительной вязкости эта закономерность нарушается. Как видим из рис. 6, а, б и в и рис. 7, кривые для смеси с 60% глицерина практически совпадают с кривой для этиленгликоля и лежат ниже кривых для смеси с 40% глицерина. Причина подобного явления пока не ясна и нуждается в дополнительном изучении.

Выполненные измерения позволяют также вынести суждение о влиянии температуры на вязкость жидкостей под давлением.

Наиболее надежные данные о температурном коэффициенте вязкости под давлением могут быть обнаружены для полисилоксановой жидкости № 5, поскольку для нее измерения были проведены при семи температурах, тогда как для других жидкостей только при трех. На рис. 8 нанесены значения относительной вязкости  $\frac{\eta}{\eta_0}$  этой жидкости в зависимости от температуры при нескольких фиксированных значениях давления.

Как видим из графика, при давлении до  $1500 \text{ кгс/см}^2$  относительная вязкость практически не зависит от температуры во всем рассмотрен-

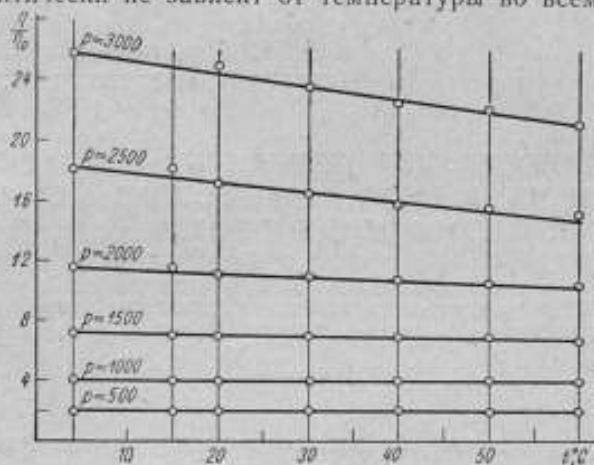


Рис. 8. Изобары относительной вязкости  $\frac{\eta}{\eta_0}$  полисилоксановой жидкости № 5 в зависимости от температуры.

ном интервале температур, а затем увеличивается тем быстрее, чем выше давление: при  $2000 \text{ кгс/см}^2$  изменение  $\frac{\eta}{\eta_0}$  составляет  $\sim 10\%$ , а при  $3000 \text{ кгс/см}^2$  уже  $\sim 20\%$ .

Оценка влияния температуры на вязкость смесей глицерина с этиленгликолем может быть выполнена по рис. 7. Как видим, наклон кривых  $\beta=f(t)$  примерно одинаков для всех исследованных смесей, откуда следует, что значение  $\frac{d\beta}{dt}$  для них примерно одинаково.

Ориентировочно  $\frac{d\beta}{dt}$  для этих смесей можно принять равным  $5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{кгс}$  на  $1^\circ\text{C}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Золотых Е. В. Вискозиметр высокого давления до  $5000 \text{ кгс/см}^2$ . «Приборы и стандарты», М., ВИНТИ АН СССР, 1955.
2. Золотых Е. В. Исследование зависимости вязкости жидкостей от давления до  $5000 \text{ кгс/см}^2$ . Труды институтов Комитета, вып. 46 (106). М., Стандартгиз, 1950, стр. 81—95.

Статья поступила в сентябре 1962 г.

В. А. Борзунов, В. Н. Разумихин

ВНИИФТРИ

### УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЖИДКОСТЕЙ ГИДРОСТАТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 10000 $\text{кгс}/\text{см}^2$

Описана установка для измерения плотности жидкости под давлением гидростатическим методом. Изложена теория прибора и приводится уравнение для определения плотности абсолютным методом. Даны результаты экспериментального исследования прибора.

В основу гидростатического метода измерения плотности при высоком давлении положено изменение подъемной силы смещенных на весовом рычаге двух тел разного объема, вызванное изменением плотности жидкости при ее сжатии. Этот метод позволяет измерять плотность жидкости под давлением абсолютным и относительным способами. Для измерения первым способом необходимо иметь аналитическую зависимость между измеряемой величиной (плотностью) и параметрами прибора. При втором способе достаточно ограничиться градуировкой прибора в жидкостях с известной плотностью. Этот метод является наиболее точным из всех нам известных, но требует очень тщательного выполнения эксперимента. Он применим только для жидкостей, вязкость которых при высоких давлениях мало изменяется. Эти особенности метода позволяют рекомендовать его для исследования маловязких жидкостей в тех случаях, когда необходимо получить значения плотности с высокой степенью точности. В частности, этот метод может оказаться наиболее перспективным при исследовании «образцовых» жидкостей, которые в дальнейшем можно применять для непосредственной градуировки различных относительных пьезометров при высоких давлениях.

#### Гидростатические весы и камера сжатия

Принцип действия установки, гидростатические весы и их теория были рассмотрены при описании установки до 5000  $\text{кгс}/\text{см}^2$ \*. С увеличением предела измерения давления до 10000  $\text{кгс}/\text{см}^2$  конструкция гидростатических весов и камеры сжатия, а также способ фиксации равновесия весов претерпели существенные изменения. Отличительными особенностями новой установки являются применение speciali-

\* В. Н. Разумихин. Гидростатический метод определения плотности жидкостей при давлениях до 5000  $\text{кгс}/\text{см}^2$ . Труды институтов Комитета, вып. 46(106). М. Стандартгаз, 1960, стр. 96—106.



льного электронного индикатора для определения равновесного положения коромысла под давлением (вместо используемого ранее визуального отсчета через смотровые окна камеры сжатия) и подвеска рабочих тел к коромыслу с помощью призм.

Общий вид вновь разработанных гидростатических весов представлен на рис. 1.

Латунное никелированное коромысло длиной 200 мм имеет в центре агатовую призму 5, опирающуюся на агатовую подушку 18, врезанную в кронштейн основания весов 17. На концах коромысла врезаны призмы с подвесными чашками 14 и 19, на которые помещают рабочие тела, изготовленные из материалов различной плотности. К концам коромысла прикреплен указатель 3, а к основанию весов — указатель 21. По совмещению указателей 3 и 21 устанавливают равновесное положение коромысла, необходимое при определении параметров весов. При обычных измерениях плотности жидкости под давлением указатели не применяют.

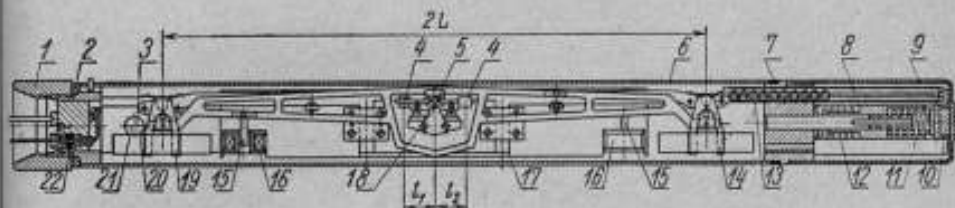


Рис. 1. Общий вид гидростатических весов.

На расстоянии примерно  $\frac{2}{3}$  длины плеча от опоры 5 на коромысле закреплены ферритовые стержни 15, являющиеся сердечниками катушек 16, установленных на основании весов. Провода катушек через специальные уплотнения 22 выведены наружу. Соответственно провода из камеры сжатия выведены через специальные конусные уплотнения.

Для начальной регулировки равновесия весов при атмосферном давлении в исследуемой жидкости предусмотрены грузики 4, изготовленные из одного и того же материала (в частности, из латуни) одинаковой массы. Дополнительные грузики, уравнивающие коромысло весов под давлением, накладывают на чашку весов с помощью загрузочного приспособления 8, расположенного в правой части весов. Загрузочное устройство имеет стержень, на одном конце которого в отверстие 13 закладывают грузики, а на другом конце имеется краповое зацепление. Дополнительные грузики выполнены в виде стальных шариков одинаковой массы.

При нажатии на толкатель 10 укрепленный на нем поводок передвигает стержень влево на один зубец: один шарик выпадает из гнезда и попадает на правую чашку весов. Для нажатия служит особый вентиль. После воздействия на толкатель пружина 12 возвращает его в первоначальное положение, так что он снова подготовлен к сбрасыванию очередного грузика. Пружина 11, жесткость которой во много раз превосходит жесткость пружины 12, предохраняет толкатель от случайной перегрузки.

Для разделения исследуемой и рабочей (передающей давление) жидкостей предусмотрена герметизация весов. Для этой цели на основание весов 17 одевается латунный цилиндр 6, который одним концом упирается в прокладку 7, другим — в прокладку 2. Обе прокладки поджимаются с помощью гайки 1. На правый конец основания весов

одевается резиновый колпачок 9, который является упругой перегородкой, разделяющей жидкости.

Во избежании попадания воздуха во внутрь датчика и налипания его на рабочие тела и коромысло весов, латунный цилиндр 6 и резиновый колпачок 9 одевают на весы после погружения их в исследуемую жидкость. Отверстия 20, имеющиеся в трубке 6 и заклеенные слюдой, равно как и детали 3 и 21, сделаны для проведения необходимых исследований; в рабочих условиях их не используют.

Равновесное положение коромысла определяют по электронному индикатору, чувствительным элементом которого являются симметричные катушки индуктивности со свободно перемещающимися в них сердечниками из феррита, укрепленными на коромысле весов. Индуктивный датчик питается переменным напряжением частотой около 70 кГц от кварцевого стабилизатора, заключенного в трубчатый змеевик, по

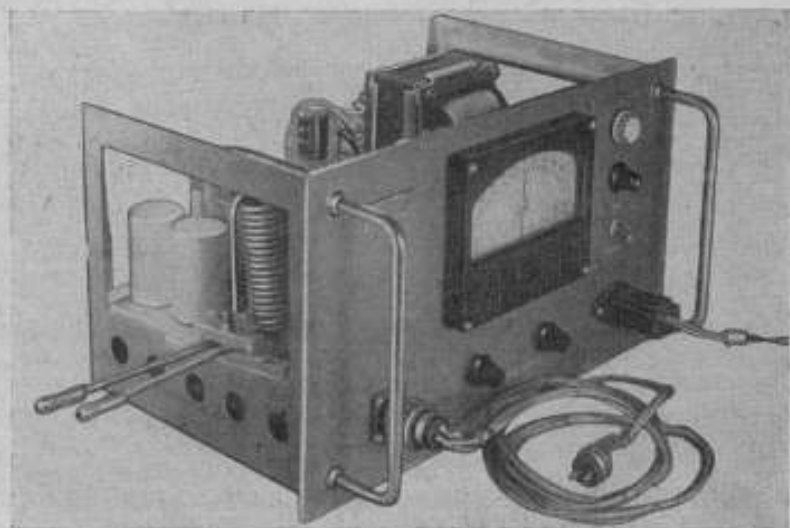


Рис. 2. Общий вид электронного индикатора.

которому циркулирует вода постоянной температуры. Общий вид электронного индикатора дан на рис. 2.

При исследованиях зависимости плотности жидкости от давления гидростатические весы, предварительно помещенные в эту жидкость, переносят в камеру сжатия (рис. 3). Камера представляет собой двухслойный стальной цилиндр. Внутренняя часть камеры выполнена из стали 50ХФА, а внешняя 4 из стали 45. Канал 3 цилиндра 6 соединен посредством ниппеля 8 через вентиль высокого давления с мультипликатором.

Гидростатические весы помещают в канал 3 камеры и затем закрывают металлической заглушкой 10. В ней имеются три электроввода 9, к которым и присоединяют провода от катушек весов. В качестве электровводов применены металлические конусы с изоляцией из слюды или окиси железа. В заглушке 10 имеется канал 11, не доходящий до конца заглушки и предназначенный для ввода термпар. Термпары, помещенные в канал, воспринимают температуру рабочей жидкости, но при этом защищены от воздействия высокого давления, благодаря

чему не требуется вводить поправки на изменение э. д. с. под влиянием давления.

Для нагревания исследуемой жидкости камера сжатия помещена в ванну 2, питаемую через отверстие в кольцах 1 и 5 термостатом с

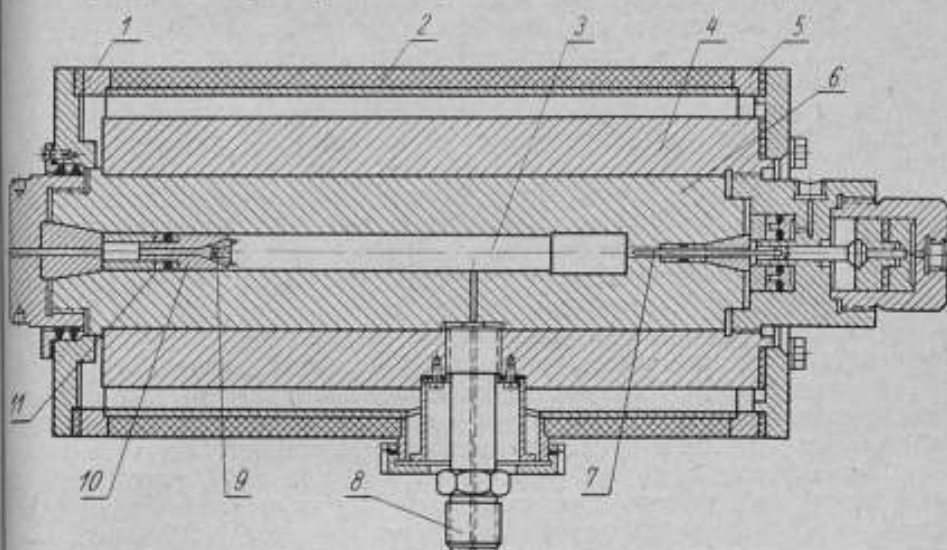


Рис. 3. Общий вид камеры сжатия.

принудительной циркуляцией. Для сбрасывания под давлением на весы уравновешивающих шариков служит гидравлический вентиль, распо-

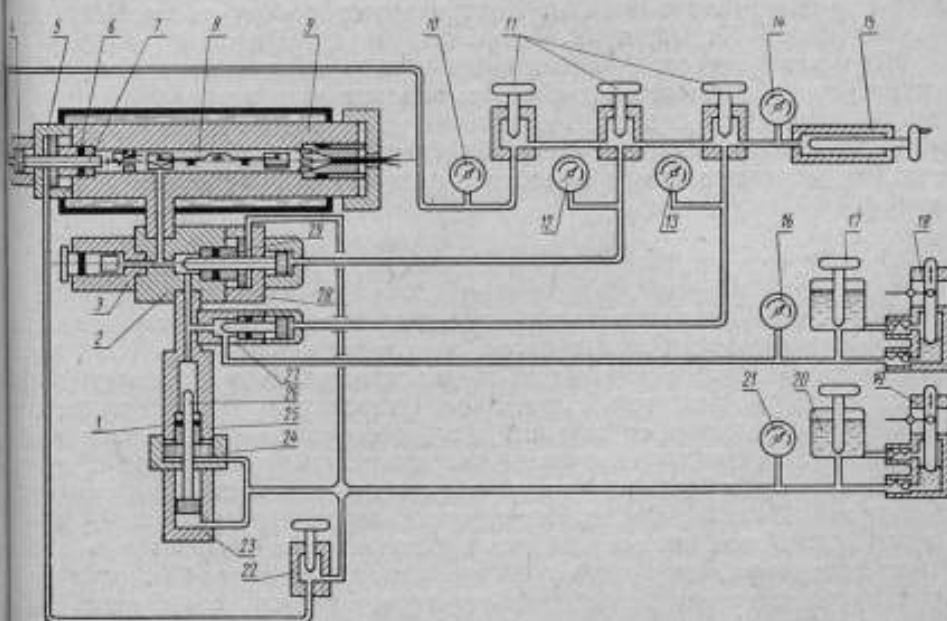


Рис. 4. Гидравлическая схема установки.

ложенный в правой части камеры сжатия. Перемещение иглы 7 этого вентиля приводит в движение толкатель кассеты весов.

Работа на установке осуществляется в соответствии с гидравлической схемой (рис. 4), включающей четыре самостоятельные, но взаи-

мосвязанные части: системы высокого, предварительного и низкого давления и систему управления гидравлическими вентилями установки.

1. В системе высокого давления объединены все основные узлы установки (гидростатические весы 8, камера сжатия 9, вентиль 2, электрический манометр сопротивления 3 и мультипликатор 25). Давление, создаваемое в этой системе мультипликатором 25, передается через вентиль 2 электрическому манометру сопротивления и в камеру сжатия 9. С помощью вентиля 2 отключают под давлением камеру сжатия и электрический манометр от мультипликатора 25.

2. В системе предварительного давления объединены насос 18, манометр 16 и бачок 17. Насос 18 через вентиль предварительного давления 27 соединен с системой высокого давления и служит для заполнения ее рабочей жидкостью и создания в ней предварительного давления порядка 1500—2000 кес/см<sup>2</sup>.

3. Система низкого давления состоит из насоса 19, манометра 21, бабка 20, цилиндра низкого давления 23, мультипликатора 25 и обойм автоподжатия 5, 24, 28. При поступлении масла от насоса 19 в цилиндр низкого давления мультипликатора его шток 26 перемещается вверх и сжимает жидкость в системе высокого давления. Одновременно с этим происходит поджатие уплотнения 1 у штока 26, уплотнения 29 гидравлического вентиля 2 и уплотнения 6 у иглы 7. Давление в системе низкого давления контролируют по манометру 21. Вентиль 22 служит для отключения автоподжатия иглы 7, если шток мультипликатора нужно вернуть в исходное положение.

4. В системе управления гидравлическими вентилями установки источником питания вентиляей, в том числе и вентиля 4, с помощью которого перемещается игла 7, служит ручной масляный пресс 15 с тремя ручными вентилями 11. Контролируют работу вентиляей по манометрам 10, 12, 13 и 14.

Все узлы установки, образующие четыре гидравлические системы, смонтированы в специальном столе, защищенном металлическими листами. Подробное описание примененных в установке узлов: мультипликатора, насосов, вентиля и т. д., в настоящей статье не приводится, так как узлы выполнены в соответствии с ранее принятой конструкцией\*.

### Теория прибора

Как видно из изложенного, сущность гидростатического метода измерения плотности заключается в следующем. Равновесие коромысла, нагруженного двумя телами различного объема и помещенного в исследуемую жидкость с начальной плотностью  $\rho_0$ , с повышением давления жидкости нарушается. Для восстановления равновесия коромысло необходимо нагрузить дополнительными грузиками, масса которых и будет служить мерой изменения плотности жидкости под влиянием давления. Соотношение, устанавливающее связь между плотностью жидкости, массой добавочных грузиков и параметрами весов, было получено нами ранее. Ниже излагается более простой вывод этого соотношения с учетом конструктивных особенностей новых весов.

Запишем условия равновесия коромысла в исследуемой жидкости при атмосферном давлении и при давлении  $p$ .

\* В. А. Борзунов, В. П. Семин. Общая аппаратура, применяемая в экспериментах с высокими давлениями. Труды институтов Комитета, вып. 46 (106). М., Стандартгиз, 1960.

В первом случае условие равновесия выразится так:

$$L_1(V_1\rho_1 - V_1\rho_0) + V_4l_1\rho_4 - V_4l_1\rho_0 = L_1(V_2\rho_2 - V_2\rho_0) + V_4l_2\rho_4 - V_4l_2\rho_0, \quad (1)$$

где  $V_1$  — объем тела на левой чашке коромысла;  
 $V_2$  — объем тела на правой чашке коромысла;  
 $\rho_1$  — плотность тела объемом  $V_1$ ;  
 $\rho_2$  — плотность тела объемом  $V_2$ ;  
 $\rho_4$  — плотность грузиков (тарников);  
 $V_4$  — объем грузиков (тарников);  
 $l_1$  — длина плеча тарника на левой части коромысла;  
 $l_2$  — длина плеча тарника на правой части коромысла;  
 $L_1$  — длина плеча коромысла от опоры до места подвески чашки;  
 $\rho_0$  — начальная плотность жидкости при атмосферном давлении.

Уравнение (1) предусматривает, что уравновешивающие грузики (тарники) изготовлены из одного и того же материала и имеют одинаковую массу, а равноплечее коромысло «симметрично», т. е. как в воздухе, так и в жидкости находится в равновесном положении.

Во втором случае условие равновесия коромысла в жидкости под давлением выразится так:

$$[V_1\rho_1 - (V_1 - \Delta V_1)\rho_x - q - (V_3 - \Delta V_3)\rho_x] \cdot L_1 + V_4\rho_4l_1 - (V_4 - \Delta V_4)\rho_xl_1 = [V_2\rho_2 - (V_2 - \Delta V_2)\rho_x] \cdot L_1 + V_4\rho_4l_2 - (V_4 - \Delta V_4)\rho_xl_2. \quad (2)$$

В этом уравнении приняты следующие дополнительные обозначения:

$q$  — масса грузика, добавленного для уравновешивания коромысла под давлением;

$V_3$  — объем уравновешивающего грузика с массой  $q$ ;

$\rho_x$  — плотность жидкости под давлением;

$\Delta V_1, \Delta V_2, \Delta V_3$  и  $\Delta V_4$  — изменения объемов тел  $V_1, V_2, V_3$  и  $V_4$ , вызванные деформацией под давлением;

$l_1$  и  $l_2$  — длина плеч  $l_1$  и  $l_2$  при воздействии давления;

$L_1$  — длина плеч  $L_1$  при воздействии давления.

Изменения объемов тел и длины плеч под влиянием давления выразим следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \Delta V_1 &= \kappa_1 p V_1 \\ \Delta V_2 &= \kappa_2 p V_2 \\ \Delta V_3 &= \kappa_3 p V_3 \\ \Delta V_4 &= \kappa_4 p V_4 \\ l_1 &= l_1 + \alpha p l_1 \\ l_2 &= l_2 + \alpha p l_2 \\ L_1 &= L_1 + \alpha p L_1 \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

где  $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$  и  $\kappa_4$  — коэффициенты объемной сжимаемости для тел объемом  $V_1, V_2, V_3$  и  $V_4$ ;

$\alpha$  — коэффициент, определяющий линейную деформацию плеч  $l_1, l_2$  и  $L_1$ , материал которых одинаков.

Значения коэффициентов объемной сжимаемости вычисляют из соотношения

$$\kappa = \frac{3(1-2\nu)}{E}, \quad (4)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона;

$E$  — модуль Юнга соответствующих материалов, из которых изготовлены тела объемом  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$  и  $V_4$ .

Подставляя значения (3), а также величину  $l_2 - l_1$  из уравнения (1) в (2) и решая последнее относительно  $\rho_x$ , получим

$$\rho_x = \frac{V_2 \rho_2 - V_1 \rho_1 - q + \rho_0 \frac{V_1(\rho_1 - \rho_0) - V_2(\rho_2 - \rho_0)}{\rho_4 - \rho_0}}{V_2(1 - \kappa_2 p) - V_1(1 - \kappa_1 p) - V_3(1 - \kappa_3 p) + \frac{V_1(\rho_1 - \rho_0) - V_2(\rho_2 - \rho_0)}{\rho_4 - \rho_0} (1 - \kappa_4 p)}. \quad (5)$$

Преобразовывая постоянные величины, входящие в уравнение (5) и вводя новые обозначения

$$V = V_2 - V_1,$$

$$M = V_2 \rho_2 - V_1 \rho_1,$$

$$B = \frac{V_1(\rho_1 - \rho_0) - V_2(\rho_2 - \rho_0)}{\rho_4 - \rho_0},$$

$$A = V_1 \kappa_1 - V_2 \kappa_2 + V_3 \kappa_3,$$

представим это равенство в следующем виде:

$$\rho_x = \frac{M - q + \rho_0 B}{V - V_3 + Ap + B(1 - \kappa_4 p)}. \quad (5a)$$

С помощью этого уравнения и определяют истинное значение плотности исследуемой жидкости под воздействием давления.

Пренебрегая малыми значениями величин  $V_3$ ,  $Ap$ ,  $B$  в сравнении с  $V$  и дифференцируя уравнение (5a) по  $q$ , получим

$$d\rho_x = -\frac{dq}{V}. \quad (6)$$

Полученное выражение устанавливает зависимость между изменением плотности жидкости  $d\rho_x$ , основным параметром  $V = V_2 - V_1$  весов и их чувствительность  $dq$  и является исходным соотношением для ориентировочного расчета прибора при его проектировании.

### Экспериментальные исследования прибора

После изготовления весов их коромысло тщательной доводкой приводили в состояние полной «симметричности», которое считалось достигнутым, если равновесное положение коромысла в воздухе и в жидкости сохранялось неизменным. Затем состояние «симметричности» коромысла и весов в целом проверяли под давлением. Для этого была изготовлена специальная камера сжатия для давления до  $5000 \text{ кгс/см}^2$  со смотровыми окнами, в которую и помещали исследуемые весы.

Последовательно сначала одно коромысло, затем коромысло с чашками и, наконец, коромысло с чашками и одинаковыми рабочими телами подвергали воздействию давления до  $5000 \text{ кгс/см}^2$ . Опыты показали, что весы во всех случаях не изменяли своего равновесного положения более чем на 0,1 мм. Таким смещением можно пренебречь и считать, что давление не изменяет состояния равновесия коромысла, т. е. последнее сохраняет свойства симметричности и под давлением. Эти опыты также подтверждают, что возможное воздействие давления

на свойства катушек и ферритовых стержней практически полностью компенсируется.

Для проверки нормального функционирования весов под давлением коромысло приводили в колебательное движение, для чего катушкам весов с помощью батарей сообщали импульс напряжения. При этом весы совершали несколько колебаний, а затем указатель возвращался к равновесному состоянию с отклонениями, не превосходящими свойственного весам постоянства показаний при всех испытаниях в камере под давлением.

Надежность работы электронного индикатора проверяли, наблюдая за положением коромысла весов в течение всех испытаний через смотровые окна. Было обнаружено полное соответствие положения коромысла, регистрируемого по индикатору и визуально.

В специально поставленных опытах по изучению постоянства показаний электронного индикатора в течение длительных промежутков времени (около 4—5 ч) было обнаружено, что указатель индикатора изменял показания не более чем на  $\pm 5$  мка. Это соответствовало ошибке определения равновесного положения коромысла менее чем на 0,1 мм, т. е. находилось на границе его чувствительности.

Многочисленные испытания нагруженных весов в воздухе и в бензине Б-70 показали, что постоянство их показаний соответственно составляло 0,2 и 0,15 мм, что эквивалентно нагрузке 0,6 мг. Таким образом, величина, обратная чувствительности весов, составляла 0,35 и 0,27 мм/мг. Полученные результаты испытания весов и электронного индикатора удовлетворяли поставленным целям измерения плотности жидкости при высоких давлениях.

Оценку погрешности разработанного прибора выполняли следующим образом: путем многократных измерений определяли значения всех параметров, входящих в уравнение (5а), и на основании полученных результатов подсчитывали средние квадратичные погрешности результатов измерений. Далее, применяя закон сложения средних погрешностей, вычисляли суммарную инструментальную ошибку метода, включая ошибки, внесенные при расчете деформаций тел под давлением из-за неточного значения констант упругости  $E$  и  $\mu$ .

Эту суммарную ошибку находили по уравнению:

$$\delta_v = \sqrt{D_1^2 + D_2^2 + \dots + D_n^2}, \quad (7)$$

где  $D_1 = \frac{\partial p_x}{\partial V_1} \delta_{V_1}$ ;  $D_2 = \frac{\partial p_x}{\partial V_2} \delta_{V_2}$ ;  $D_n = \frac{\partial p_x}{\partial \mu} \delta_{\mu}$  — частные погрешности косвенных измерений всех параметров уравнения (5а).

Инструментальную погрешность подсчитывали для различных пар рабочих тел с различными коэффициентами объемной сжимаемости, изготовленных из следующих материалов: дюралюминия ( $V_1$ )—меди ( $V_2$ ); дюралюминия ( $V_1$ )—серебра ( $V_2$ ).

Масса тел, их объемы, а равно упругие константы  $E$  и  $\mu$  примененных материалов были получены из упомянутых измерений, для которых иногда ставили специальные опыты. Так, в частности, упругие константы измеряли ультразвуковым методом; значение постоянной  $B$  уравнения (5а) определяли с помощью гидростатического взвешивания тел в исследуемой жидкости и т. д. В таблице приведены полученные значения основных параметров прибора.

Материал	Объем, см <sup>3</sup>	Масса, г	$E$ , кгс/см <sup>2</sup>	$\mu$
Дюралюминий	4,019 <sub>8</sub>	11,208 <sub>2</sub>	0,761·10 <sup>6</sup>	0,340
Медь	1,004 <sub>4</sub>	8,989 <sub>5</sub>	1,298·10 <sup>6</sup>	0,353
Серебро	0,843 <sub>1</sub>	8,871 <sub>0</sub>	0,748·10 <sup>6</sup>	0,380

Подсчитанная средняя квадратичная погрешность  $\delta_n$  при использовании двух указанных пар не превышала  $1 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$ .

К рассмотренной инструментальной погрешности при измерении плотности жидкости под давлением добавляется погрешность измерения давления, температуры и погрешность из-за непостоянства показаний коромысла весов.

Давление измеряли с помощью образцового пружинного манометра класса 0,35, рассчитанного на давление до  $5000 \text{ кгс/см}^2$ , предварительно тщательно отградуированного на поршневом манометре.

Как показали результаты нескольких серий измерений, коромысло весов приходило в равновесное положение при несколько отличаю-

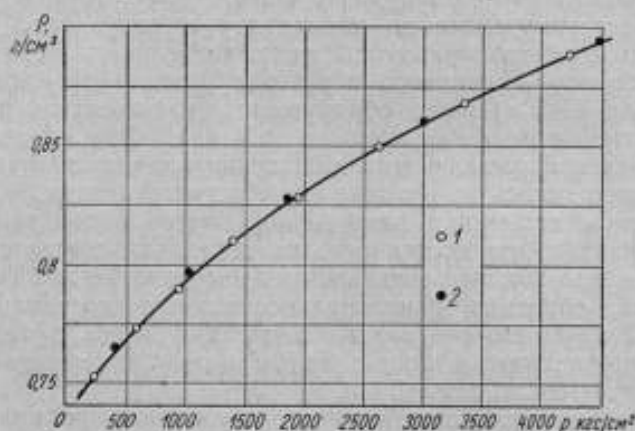


Рис. 5. Плотность бензина марки Б-70 в зависимости от давления при  $t = 15^\circ\text{C}$ :

1—пара рабочих тел из дюралюминия и меди; 2—то же, из дюралюминия и серебра.

щихся давлениях, что связано с непостоянством показаний весов и с вариацией показаний пружинного манометра.

Температуру поддерживали стабильной в течение опыта, и ее влияние проявиться не могло.

Среднее квадратичное отклонение в значениях давления во всех опытах при повышении и понижении давления составляло  $17 \text{ кгс/см}^2$  или в пересчете на плотность  $4,2 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$ . Как видно, при взятом манометре эта ошибка имеет преобладающее значение. Отсюда общая ошибка измерения плотности может быть оценена как

$$\delta_n = \sqrt{\delta_n^2 + \delta_p^2} \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3, \quad (8)$$

где  $\delta_n$ —инструментальная ошибка, определяемая уравнением (7) и равная  $1 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$ ;

$\delta_p$ —ошибки из-за неточного измерения давления и непостоянства коромысла весов, равная  $4,2 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$ .

На рис. 5 представлены экспериментальные значения плотности бензина Б-70 в зависимости от давления при  $t = 15^\circ\text{C}$ , полученные при двух различных парах тел. Как следует из приведенного графика, значения плотности расходятся между собой не более чем на  $5 \cdot 10^{-4}$ . Эти расхождения по существу определяются свойствами примененного для измерения давления манометра.

Статья поступила в сентябре 1962 г.



Ю. А. Атанов, В. А. Борзунов,  
В. Н. Разумихин

ВНИИФТРИ

ИЗМЕРЕНИЕ СЖИМАЕМОСТИ ЖИДКОСТЕЙ МЕТОДОМ  
СИЛЬФОННОГО ПЬЕЗОМЕТРА ПРИ ДАВЛЕНИЯХ  
ДО 10000 кгс/см<sup>2</sup>

Описаны конструкция сильфонного пьезометра для измерения плотности жидкостей при давлениях до 10000 кгс/см<sup>2</sup> и результаты его исследования. Приводятся результаты измерений плотности пяти жидкостей при давлениях до 2500—10000 кгс/см<sup>2</sup> в двух-трех температурах.

Для ряда работ, проводимых в области высоких давлений, необходимо знать численные значения сжимаемости жидкостей, применяемых в качестве объекта исследования или рабочей среды, передающей давление. Сведения о сжимаемости жидкостей необходимы для введения поправок на изменение плотности при определении вязкости, диффузии, электро- и теплопроводности и других физических величин при высоком давлении. Кроме того, измерения сжимаемости жидкостей под давлением представляют и чисто теоретический интерес, так как знание  $p$ — $V$ — $T$  соотношений дает возможность полностью определить вещество термодинамически.

Будем называть сжимаемостью величину

$$C = \frac{\Delta V}{V_0} = \frac{V_0 - V}{V_0} = \frac{1}{V_0} \int_{p_0}^p V \kappa dp, \quad (1)$$

где  $V_0$  — объем жидкости при атмосферном давлении  $p_0$ ;

$V$  — объем жидкости при давлении  $p$ ;

$\Delta V = V_0 - V$  — изменение объема жидкости под давлением;

$\kappa$  — коэффициент сжимаемости, определяемый соотношением:

$$\kappa = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = -\frac{\partial}{\partial p} (\ln V)_T.$$

Для исследования сжимаемости жидкостей был применен метод сильфонного пьезометра, позволяющий проводить измерения достаточно быстро и удобно. Основная идея метода заключается в следующем: металлическую гофрированную трубку (сильфон) заполняют исследуемой жидкостью, запаивают и помещают в камеру высокого давления. Вследствие сжимаемости исследуемой жидкости первоначальная длина сильфона изменяется пропорционально изменению его объема. Измерив, на сколько изменилась длина сильфона, можно подсчитать изменение объема жидкости, а стало быть, и ее сжимаемость.

Достоинства такого простого устройства очевидны. Отделение жидкости, подлежащей измерению, от жидкости, передающей давление, является полным; загрязнения измеряемой жидкости произойти не

может. Результат измерения очень близок к действительному, так как поправки невелики и составляют небольшую часть от него. Манометр, измеряющий давление, может быть помещен в отдельный сосуд высокого давления, в результате чего температуру манометра можно сохранять постоянной независимо от температуры камеры сжатия с находящимся в ней сильфонным пьезометром.

Определение сжимаемости жидкостей методом сильфонного пьезометра было предложено П. В. Бриджменом, который еще в 1930 г. провел обширное исследование десяти различных жидкостей [1]. П. В. Бриджмен установил, что внутренний объем сильфона является очень простой функцией его длины.

Сильфон имеет постоянное эффективное поперечное сечение, не зависящее от длины, в результате чего изменение внутреннего объема может быть вычислено непосредственно из измерения длины

$$\Delta V = S \cdot \Delta L, \quad (2)$$

где  $S$  — эффективное сечение сильфона;

$\Delta L$  — изменение длины сильфона.

Перечисленные свойства сильфонного пьезометра позволяют успешно применять его для сравнительно точного измерения сжимаемости жидкостей.

### Конструкция пьезометра

Сильфонный пьезометр, использовавшийся в экспериментах, показан схематически на рис. 1.

Собственно сильфон 5, изготовленный из нержавеющей стали, имел следующие размеры: наружный диаметр 20,5 мм, толщина стенки 0,1 мм, высота 53 мм. К нижней части сильфона припаявали нейзильберовый наконечник 6 с отверстием, через которое сильфон заполняли исследуемой жидкостью.

Для удаления из жидкости растворенного воздуха заполнение выполняли под вакуумом. Это одновременно исключало возможность сохранения в сильфоне воздушных пузырьков. После заполнения отверстие наконечника закрывали длинным сужающимся коническим стержнем 7 и запаивали, причем во время запаивания сильфон и трубку снаружи окружали водой для предотвращения передачи тепла исследуемой жидкости. Малая теплопроводность нейзильбера предохраняла жидкость от закипания.

Для измерения перемещения верхнего основания сильфона (нижнее основание жестко соединено с корпусом держателя 4) использовали «электрический» микрометр или датчик перемещений. Он состоит из манганиновой проволоки — реохорда 1, жестко связанной с верхним основанием и электрически изолированной от него, и скользящего медного контакта 2, укрепленного на диэлектрической шайбе 3, вставленной в верхнюю часть корпуса 4. Сопротивление манганиновой проволоки измеряли по потенциометрической схеме потенциометром ППТН-1. Метод измерения полностью исключал влияние сопротивления самого контакта.

В ранее использовавшейся конструкции сильфонного пьезометра, почти полностью повторявшей конструкцию Бриджмена [1], применяли так называемое направляющее устройство, состоящее из поршня и цилиндра, укрепленных по оси внутри сильфона. При сжатии сильфона поршень скользил внутри цилиндра, что исключало возможный изгиб сильфона под давлением. Как выяснилось из первых экспериментов, такая конструкция пьезометра вызывала существенные ошибки в определении  $\Delta V$ , особенно при низких давлениях. Это объяснилось

величиной значительного трения в направляющих. Всегда существовавшая небольшая несоосность поршня и цилиндра с течением времени развивалась в большой перекокс, сильно влияющий на работу пьезометра.

Все это приводило, таким образом, к большому разбросу значений сопротивлений датчика перемещений при сравнении результатов различных измерений. Нулевой отсчет датчика был очень непостоянен и зависел от скорости сброса давления после измерения. При медленном сбросе давления сильфонный пьезометр не разжимался до своего «нормального» положения («нормальным» назовем положение, когда давление внутри сильфона равно атмосферному). Этому мешало, как мы уже указали, значительное трение в направляющих. Наоборот, при быстром резком сбросе давления сильфон «проскакивал» свое «нормальное» положение и оставался в несколько растянутом состоянии из-за той же силы трения. Понятно, что эти разбросы вносили ошибки во все последующие измерения. В новой конструкции было решено отказаться от направляющих.

Отметим, что направляющие были введены Бриджменом из-за опасения, что изготовленные в его лаборатории латунные сильфоны окажутся неоднородными по своим свойствам, что приведет к их изгибу и перекоксу под давлением. В нашем распоряжении имелись сильфоны из нержавеющей стали, изготовленные с большой точностью промышленным способом выдавливания из трубки, и в новой конструкции направляющие устройства были удалены.

Изгиб сильфона или его непрямолинейное перемещение в новом пьезометре при работе на высоких давлениях не наблюдались. В противном случае в опытах легко было бы обнаружить появление трения между сильфоном 5 и корпусом держателя 4. При исследовании сжимаемости жидкости пьезометр помещался в камеру сжатия, которая была соединена с установкой высокого давления, описанной в статье В. А. Борзюнова и В. Н. Разумихина «Установка для измерения плотности жидкостей гидростатическим методом при давлениях до 10000 кгс/см<sup>2</sup>». Температуру жидкости в камере сжатия поддерживали на заданном уровне с помощью термостата ТС-15 и измеряли термопарой медь—константан. Электрический манганиновый манометр предварительно был калиброван по поршневому манометру.

### Исследование пьезометра

Выведем рабочую формулу для подсчета сжимаемости и плотности жидкости под влиянием давления  $p$  и при температуре  $T$  из результатов измерений по сильфонному пьезометру.

Согласно уравнению (1)

$$C_{p,T} = \frac{\Delta V_{p,T}}{V_{n,T}} \quad (1a)$$

Изменение объема сильфона при давлении  $p$  и температуре  $T$  в соответствии с уравнением (2) выразится следующим образом:

$$\Delta V_{p,T} = S_{p,T} \cdot \Delta L_{p,T} \quad (2a)$$

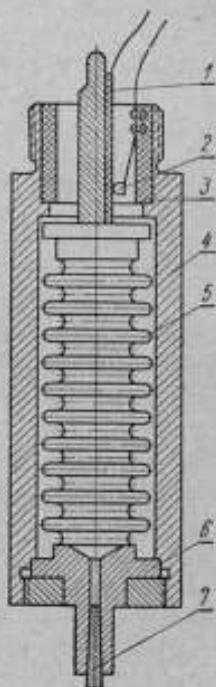


Рис. 1 Сильфонный пьезометр.

Величину перемещения сильфона  $\Delta L_{p, T}$  определяют при помощи «электрического» микрометра, сопротивление реохорда которого меняется пропорционально его длине. Обозначим коэффициент пропорциональности между приращением сопротивления реохорда  $\Delta R$  и приращением длины  $\Delta L$  через  $\kappa$ . Таким образом,

$$\Delta L_{p, T} = \kappa \Delta R'_{p, T}, \quad (3)$$

где  $\Delta R'_{p, T}$  — измеренное изменение сопротивления с поправкой на воздействие давления  $p$  (см. далее) при температуре  $T$ .

Первоначальный объем сильфона при температуре  $T$  и атмосферном давлении

$$V_{0, T} = \frac{m}{\rho_{0, T}}, \quad (4)$$

где  $m$  — масса исследуемой жидкости в сильфоне, определяемая результатами взвешивания пустого и заполненного сильфонов;

$\rho_{0, T}$  — плотность исследуемой жидкости при атмосферном давлении и температуре  $T$ .

Таким образом, искомая сжимаемость жидкости

$$C_{p, T} = \frac{S_{p, T} \cdot \kappa \cdot \Delta R'_{p, T} \cdot \rho_{0, T}}{m}. \quad (5)$$

Соответственно плотность жидкости при давлении  $p$  и температуре  $T$  будет равна

$$\rho_{p, T} = \frac{m}{v_{0, T} - \Delta v_{p, T}} = \frac{\rho_{0, T}}{1 - C_{p, T}}. \quad (6)$$

Коэффициенты пропорциональности  $S$  и  $\kappa$  были определены из специальных градуировок. С этой целью сильфон смонтировали в специальном держателе, в котором его можно было искусственно укорачивать и удлинять при помощи микрометрического винта. Предварительно сильфон заполнили водой, к выходной нейзильберовой трубке присоединили прокальброванный стеклянный капилляр. Если сжимать сильфон и одновременно измерять положение мениска в капилляре, то можно убедиться, что изменение объема сильфона пропорционально его осевому перемещению. После многократных измерений коэффициент пропорциональности  $S$  был найден:  $S = 221,7 + 4,1 \text{ мм}^2$  ( $4,1 \text{ мм}^2$  соответствует предельной ошибке, вычисленной из результатов опыта).

Большая относительная погрешность определения  $S$  обуславливается недостаточно постоянным сечением примененного капилляра (диаметр капилляра  $d = 1,286 + 0,01 \text{ мм}$ ). Простой расчет показывает, что изменение  $S$  под воздействием давления и температуры в исследуемых интервалах много меньше погрешности значения самого эффективного сечения. Поэтому в расчетном уравнении (5) всюду применяется значение  $S = S_0 = 221,7 \text{ мм}^2$ , т. е. значение, определенное при атмосферном давлении и комнатной температуре.

Аналогичным образом калибровали датчик перемещения. В том же держателе сильфон, свободный от жидкости, сжимали микрометрическим винтом и одновременно измеряли сопротивление датчика перемещений. Как и при первой калибровке длину сильфона измеряли при помощи обыкновенного микрометра с ценой деления  $0,01 \text{ мм}$ . Было проведено 13 серий измерений в прямом и обратном направлении, причем калибрующее устройство дважды перебирали.

Для получения более строгой пропорциональности между длиной сильфона и изменением сопротивления необходимо очень тщательно

выбирать отрезок марганцевой проволоки для реохорда. Измеряя электрическое сопротивление исходной проволоки на небольших участках и просматривая при помощи микроскопа ее поверхность, удается выбрать достаточно гладкий отрезок проволоки, удовлетворяющий требованиям однородности. При диаметре проволоки 0,1 мм чувствительность этого, на первый взгляд, грубого метода определения перемещения проволоки относительно контакта составляет 0,001 мм. После обработки результатов измерений было получено значение  $\kappa = 18,65 \pm 0,25$  мм/ом (0,25 мм/ом выражает предельную ошибку результата измерений).

Поскольку датчик перемещений градуировали при атмосферном давлении, значение измеренных во время эксперимента сопротивлений следует исправить с учетом линейного сжатия проволоки и влияния давления на сопротивление проволоки. Это было выполнено по формуле из работы [2]:

$$R'_p = R_p \frac{1 - ap}{1 - bp}, \quad (7)$$

где  $R_p$  — измеренное сопротивление;  
 $R'_p$  — сопротивление с учетом воздействия давления;  
 $a = 2,5 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/кгс — коэффициент, учитывающий линейное сжатие марганцевой проволоки;  
 $b = 2,5 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/кгс — пьезокоэффициент марганца.

Поправки на изменение  $\Delta R_p$  под влиянием температуры не вводили из-за пренебрежимо малого термического коэффициента сопротивления марганца.

Теперь оценим погрешность измерения сжимаемости как результата косвенных измерений величин, входящих в выражение (5),

$$\delta_0 = \sqrt{(\delta S)^2 + (\delta \kappa)^2 + (\delta \rho_{0, T})^2 + (\delta m)^2 + (\delta \Delta R'_{p, T})^2}, \quad (8)$$

где  $\delta_0$  — относительная максимальная ошибка измерения сжимаемости;  
 $\delta S$ ,  $\delta \kappa$ ,  $\delta \rho_{0, T}$ ,  $\delta m$  и  $\delta \Delta R'_{p, T}$  — относительные максимальные погрешности результатов прямых измерений величин  $S$ ,  $\kappa$ ,  $\rho_{0, T}$ ,  $m$  и  $\Delta R'_{p, T}$ .

Из калибровок  $\delta S = 1,85\%$  и  $\delta \kappa = 1,35\%$ .

Плотность жидкости при атмосферном давлении при помощи весов Вестфала измеряли с погрешностью, не превышающей 0,1%. Абсолютная ошибка измерения массы жидкости (10—15 г) не превосходит 0,005 г, что дает относительную ошибку  $\sim 0,05\% \cdot \delta \Delta R'_{p, T}$  определяется разбросом измеряемых сопротивлений и в среднем по всем экспериментам равна 0,5—0,7%. Таким образом,  $\delta_0 = 2,4\%$ . Аналогичный подсчет погрешности определения плотности [формула (6)] дает максимальное значение для наших экспериментов  $\sim 0,4\%$ .

Отметим, что ошибки измерения давления и температуры практически не окажут влияния на приведенную погрешность сжимаемости или плотности. Действительно, относительная ошибка измерения давления, составляющая примерно 0,15%, приведет к ошибке в определении плотности, не превышающей нескольких сотых долей процента. Аналогично абсолютная ошибка определения температуры, оцененная 0,5°C, составит очень небольшую часть общей относительной ошибки определения плотности. Это видно хотя бы из зависимости плотности жидкостей от температуры при атмосферном давлении. Изменение температуры на 10°C меняет плотность жидкости лишь на 0,3—0,8%.

## Результаты измерений и их обсуждение

Были обследованы жидкости: полиметилфенилсилоксановый полимер ПФМС-4, этиленгликоль, смесь 80% глицерина и 20% этиленгликоля, этиловый спирт (91°) и бензин марки Б-70. Первую жидкость исследовали в интервале давлений 1—2500 кгс/см<sup>2</sup> и при температуре 25—80°C, этиленгликоль — до 7000 кгс/см<sup>2</sup> и остальные жидкости — до 10000 кгс/см<sup>2</sup> при температурах, близких к комнатным.

Выбор жидкостей и параметры исследования определялись служебным назначением и условиями их применения в работах с высокими

Таблица 1

p, кгс/см <sup>2</sup>	Результаты исследования полиметилфенилсилоксанового полимера при температуре, °С					
	25		50		80	
	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	C	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	C	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	C
1	1,095	0	1,078	0	1,060	0
250	1,10 <sub>5</sub>	0,0125	1,09 <sub>5</sub>	0,0130	1,07 <sub>4</sub>	0,0130
500	1,12 <sub>2</sub>	0,0240	1,10 <sub>5</sub>	0,0245	1,08 <sub>8</sub>	0,0255
750	1,13 <sub>0</sub>	0,0360	1,11 <sub>5</sub>	0,0365	1,10 <sub>5</sub>	0,0380
1000	1,14 <sub>7</sub>	0,0455	1,13 <sub>1</sub>	0,0470	1,11 <sub>5</sub>	0,0495
1500	1,16 <sub>7</sub>	0,0615	1,15 <sub>1</sub>	0,0635	1,13 <sub>7</sub>	0,0675
2000	1,18 <sub>5</sub>	0,0745	1,16 <sub>8</sub>	0,0770	1,15 <sub>1</sub>	0,0830
2500	1,19 <sub>5</sub>	0,0865	1,18 <sub>1</sub>	0,0895	1,17 <sub>2</sub>	0,0955

давлениями. Полученные результаты отражены в табл. 1—5, а некоторые из них — на соответствующих графиках.

Исследование полиметилфенилсилоксанового полимера (см. табл. 1) показало его значительную сжимаемость. При давлении 2500 кгс/см<sup>2</sup>

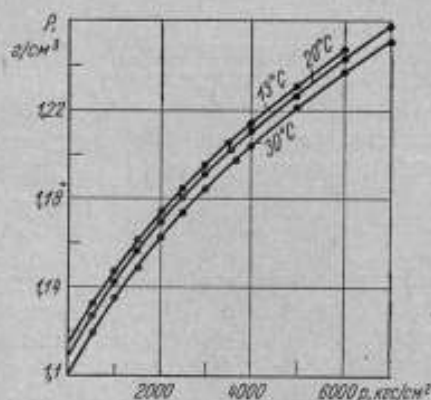


Рис. 2. Зависимость плотности этиленгликоля от давления и температуры.

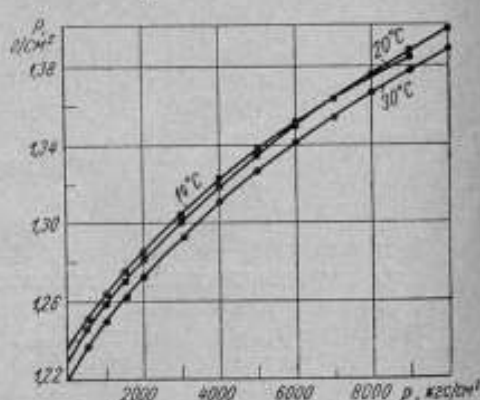


Рис. 3. Зависимость плотности смеси глицерина и этиленгликоля от давления и температуры.

она составляет около 8,5% и повышается с возрастанием температуры.

В табл. 2 и на рис. 2 отражены изменения значений плотности и сжимаемости этиленгликоля в зависимости от температур и давления до 7000 кгс/см<sup>2</sup>. При больших давлениях в этом интервале температур этиленгликоль кристаллизуется, что и ограничивает предел давления.

Результаты исследования смеси глицерина и этиленгликоля представлены в табл. 3 и на рис. 3. Отметим, что этиленгликоль и смесь его с глицерином обладают наименьшей сжимаемостью по сравнению со всеми обследованными жидкостями. Пересечение изотермы при

Таблица 2

$\rho$ , кгс/см <sup>2</sup>	Результаты исследования этиленгликоля при температуре, °С					
	13		20		30	
	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$
1	1,114	0	1,109	0	1,102	0
500	1,13 <sub>2</sub>	0,0155	1,12 <sub>8</sub>	0,0160	1,11 <sub>0</sub>	0,0160
1000	1,14 <sub>7</sub>	0,0285	1,14 <sub>5</sub>	0,0290	1,13 <sub>0</sub>	0,0290
1500	1,16 <sub>1</sub>	0,0400	1,15 <sub>7</sub>	0,0410	1,14 <sub>0</sub>	0,0410
2000	1,17 <sub>5</sub>	0,0500	1,16 <sub>0</sub>	0,0510	1,16 <sub>0</sub>	0,0515
2500	1,18 <sub>2</sub>	0,0590	1,18 <sub>1</sub>	0,0600	1,17 <sub>4</sub>	0,0610
3000	1,19 <sub>5</sub>	0,0670	1,19 <sub>1</sub>	0,0685	1,18 <sub>4</sub>	0,0690
3500	1,20 <sub>5</sub>	0,0755	1,20 <sub>1</sub>	0,0760	1,19 <sub>1</sub>	0,0770
4000	1,21 <sub>4</sub>	0,0825	1,21 <sub>0</sub>	0,0830	1,20 <sub>5</sub>	0,0835
5000	1,23 <sub>0</sub>	0,0940	1,22 <sub>7</sub>	0,0960	1,22 <sub>1</sub>	0,0970
6000	1,24 <sub>0</sub>	0,1055	1,24 <sub>2</sub>	0,1065	1,23 <sub>5</sub>	0,1080
7000	—	—	1,25 <sub>0</sub>	0,1165	1,25 <sub>0</sub>	0,1180

14 и 20°С для этой смеси, возможно, не соответствует действительному поведению смеси. Разница в плотности смеси при атмосферном давлении при 14 и 20°С составляет 0,45%, что имеет тот же порядок, что и погрешность определения плотности в наших экспериментах. Для проверки следует поставить дополнительные опыты в большем диапазоне температур и давлений.

Таблица 3

$\rho$ , кгс/см <sup>2</sup>	Результаты исследования смеси 80% глицерина и 20% этиленгликоля при температуре, °С					
	14		20		30	
	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$
1	1,236	0	1,230	0	1,220	0
500	1,25 <sub>0</sub>	0,0115	1,24 <sub>5</sub>	0,0125	1,23 <sub>0</sub>	0,0130
1000	1,26 <sub>5</sub>	0,0215	1,25 <sub>0</sub>	0,0230	1,25 <sub>1</sub>	0,0245
1500	1,27 <sub>4</sub>	0,0300	1,27 <sub>1</sub>	0,0325	1,26 <sub>5</sub>	0,0340
2000	1,28 <sub>1</sub>	0,0380	1,28 <sub>2</sub>	0,0405	1,27 <sub>8</sub>	0,0420
2500	1,29 <sub>5</sub>	0,0455	—	—	—	—
3000	1,30 <sub>5</sub>	0,0520	1,30 <sub>1</sub>	0,0545	1,29 <sub>0</sub>	0,0565
3500	1,31 <sub>2</sub>	0,0585	—	—	—	—
4000	1,32 <sub>1</sub>	0,0645	1,31 <sub>0</sub>	0,0675	1,31 <sub>1</sub>	0,0695
5000	1,33 <sub>1</sub>	0,0755	1,33 <sub>0</sub>	0,0790	1,32 <sub>7</sub>	0,0805
6000	1,35 <sub>0</sub>	0,0850	1,34 <sub>0</sub>	0,0885	1,34 <sub>1</sub>	0,0900
7000	1,36 <sub>5</sub>	0,0935	1,36 <sub>2</sub>	0,0970	1,35 <sub>4</sub>	0,0990
8000	1,37 <sub>5</sub>	0,1010	1,37 <sub>5</sub>	0,1055	1,36 <sub>7</sub>	0,1075
9000	1,38 <sub>0</sub>	0,1075	1,38 <sub>7</sub>	0,1130	1,37 <sub>8</sub>	0,1145
10000	—	—	1,39 <sub>7</sub>	0,1195	1,38 <sub>0</sub>	0,1215

Сравнение полученных нами данных о сжимаемости этиленгликоля и смеси глицерина с этиленгликолем с полученными ранее Бриджменом результатами по сжимаемости глицерина позволяет предположить, что сжимаемость смеси монотонно увеличивается по мере увеличения содержания в ней этиленгликоля. Действительно, сжимаемость глицерина при 30°С и 6000 кгс/см<sup>2</sup> по данным Бриджмена равна 8,9%, сжимаемость смеси 80% глицерина с 20% этиленгликоля составила 9%, а сжимаемость чистого этиленгликоля при той же температуре и давлении достигла 10,8%.

В табл. 4 приведены данные о сжимаемости и плотности бензина марки Б-70 при 20°С, а в табл. 5 — этилового спирта при двух

температурах. На рис. 4 представлены графики зависимости плотности бензина и этилового спирта от давления при 20°C. Как следует из таблиц и графиков, сжимаемость этих жидкостей оказалась самой высокой. При давлениях до 10000 кгс/см<sup>2</sup> она достигает 21–23%.

Таблица 4

$p$ , кгс/см <sup>2</sup>	Результаты исследования бензина при 20° С	
	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$
1	0,738	0
500	0,77 <sub>4</sub>	0,0470
1000	0,80 <sub>5</sub>	0,0775
2000	0,83 <sub>6</sub>	0,1175
3000	0,86 <sub>5</sub>	0,1450
4000	0,88 <sub>5</sub>	0,1655
5000	0,90 <sub>5</sub>	0,1825
6000	0,92 <sub>5</sub>	0,1965
7000	0,93 <sub>5</sub>	0,2085
8000	0,94 <sub>6</sub>	0,2195
9000	0,95 <sub>5</sub>	0,2290
10000	0,96 <sub>5</sub>	0,2385

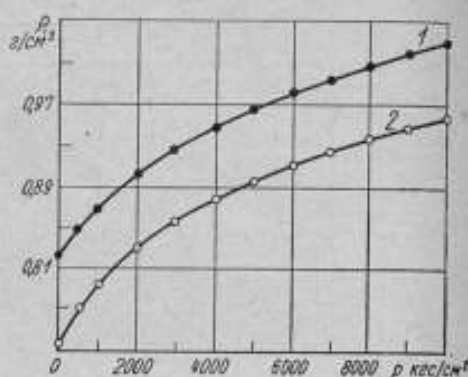


Рис. 4. Зависимость плотности этилового спирта и бензина Б-70 от давления при температуре 20° С:

1—этиловый спирт (91°); 2—бензин Б-70.

Таблица 5

$p$ , кгс/см <sup>2</sup>	Результаты исследования этилового спирта (91°) при температуре, °С			
	12		20	
	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C$
1	0,831	0	0,825	0
500	0,85 <sub>8</sub>	0,0310	0,85 <sub>1</sub>	0,0345
1000	0,87 <sub>8</sub>	0,0540	0,87 <sub>6</sub>	0,0590
2000	0,91 <sub>2</sub>	0,0885	0,91 <sub>6</sub>	0,0940
3000	0,93 <sub>8</sub>	0,1140	0,93 <sub>7</sub>	0,1195
4000	0,95 <sub>5</sub>	0,1335	0,95 <sub>8</sub>	0,1395
5000	0,97 <sub>8</sub>	0,1500	0,97 <sub>7</sub>	0,1555
6000	0,99 <sub>5</sub>	0,1630	0,99 <sub>5</sub>	0,1700
7000	1,00 <sub>7</sub>	0,1755	1,00 <sub>7</sub>	0,1820
8000	1,02 <sub>1</sub>	0,1865	1,02 <sub>1</sub>	0,1920
9000	1,03 <sub>7</sub>	0,1955	1,03 <sub>2</sub>	0,2015
10000	1,04 <sub>4</sub>	0,2045	1,04 <sub>1</sub>	0,2105

В заключение отметим, что созданным сильфонным пьезометром можно измерять сжимаемость и плотность жидкостей при давлениях до 10000 кгс/см<sup>2</sup> и температуре в интервале 10–80°C. Точность измерений сжимаемости оценивается в 2,4%, плотности — 0,4%. Указанные погрешности можно снизить, если применять для калибровки сильфона прецизионные капилляры с большим постоянством сечения по длине. Диапазон значений как давления, так и температуры для измерения может быть значительно расширен после внесения незначительных изменений в существующую конструкцию.

В целом применение сильфонного пьезометра дает удобный, простой и сравнительно точный метод определения сжимаемости жидкостей при высоких давлениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bridgman P. W. The Volume of 18 Liquids as a Function of Pressure and Temperature, Proceedings A Amer. Acad. Sci. Arts. Vol. 66, № 5, 185–198, 219–233 (1931).
2. Корнфельд М. Методы и результаты исследования объемной упругости вещества. «Успехи физических наук», 1954, 54, стр. 315.

Статья поступила в сентябре 1962 г.



УДК 531.787.07.

*К. А. Алексеев, В. А. Борзунов,  
В. П. Семин, С. С. Секоян*

ВНИИФТРИ

### УЗЛЫ И ДЕТАЛИ УСТАНОВОК ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

Приводится описание отдельных узлов и элементов установок высоких давлений, разработанных или усовершенствованных за последнее время: мультипликатора с внешней гидростатической поддержкой, плунжерного насоса, гидравлического вентили предварительного давления, электровводов и камеры манометра сопротивления.

Успешному проведению экспериментальных исследований при высоких давлениях в значительной степени способствуют надежные конструкции установок и удачные решения отдельных узлов и элементов этих установок. За последнее время в лабораториях института проведен ряд работ, направленных на создание новых установок и на усовершенствование отдельных узлов. Некоторые установки описаны в соответствующих статьях сборника. Описание узлов и элементов, имеющих общее назначение в аппаратах высоких давлений и не отраженных в предыдущих статьях, приводится ниже.

#### Мультипликаторы с внешней гидростатической поддержкой

Для дальнейшего расширения достигнутого ранее предела давления для мультипликаторов  $25000 \text{ кгс/см}^2$  было решено использовать принцип внешней гидростатической поддержки.

Конструкция одного из опытных образцов мультипликатора, основанная на этом принципе, приведена на рис. 1. В рабочем цилиндре 1 мультипликатора имеется ступенчатый канал, в котором с одной стороны размещены поршень высокого давления 2 с грибовым уплотнением 6 и поршень низкого давления 3 с аналогичным уплотнением 5. С другой стороны канал цилиндра 1 закрыт изолированным конусом — электровводом 8 манганинового манометра 7. При сборке мультипликатора канал меньшего диаметра заполняют рабочей жидкостью, затем последовательно вставляют поршни 2 и 3 с уплотнениями, и с помощью гайки 4 выполняют предварительное поджатие системы до давления внутри цилиндра  $1000\text{--}2000 \text{ кгс/см}^2$ . Собранный мультипликатор помещают в камеру, соединенную с обычным мультипликатором, с помощью которого можно создать высокое гидростатическое давление — около  $10000 \text{ кгс/см}^2$ . Цилиндр 1 уплотнен в камере с помощью верхней прокладки 9. Под действием давления в камере поршни 2 и 3 перемещаются и сжимают находящуюся над поршнем 2 жидкость.

Таким образом, в данной конструкции внешнее давление, действующее на цилиндр 1, служит для его поддержки и одновременно используется для создания с помощью поршня 3 более высокого дав-

ления внутри цилиндра. Отношение давления поддержки к рабочему, называемое далее коэффициентом поддержки, будет равно (без учета трения в уплотнениях 5 и 6) отношению площади поршня 2 к площади поршня 3. Значение высокого давления в цилиндре 1 будет равно внешнему давлению, увеличенному на обратное значение коэффициента поддержки. Испытания такого мультипликатора показали, что потери в уплотнениях составляют примерно 15% и не изменяются практически с повышением давления. Это ведет к

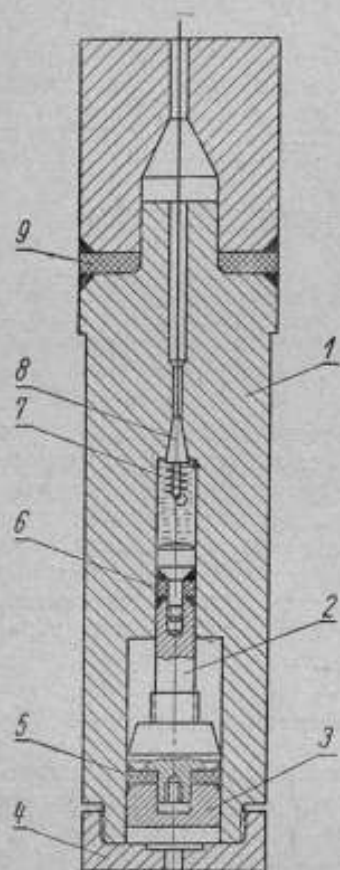


Рис. 1. Мультипликатор с постоянной гидростатической поддержкой.

тому, что постоянный коэффициент поддержки оказывается несколько больше расчетного без учета трения. При испытаниях мультипликатора с поршнями 2, изготовленными из различных сталей, неоднократно в цилиндре 1 создавали давления около 28000—30000 кгс/см<sup>2</sup>, и во всех случаях предел давления зависел от прочности поршня. При этом в цилиндре на стороне высокого давления не обнаруживали никаких признаков, свидетельствующих о перегрузке или разрушении цилиндра. Вместе с тем, в этой конструкции мультипликатора обнаружили недостаток, заключающийся в том, что часть канала, в котором размещается поршень 3, изнутри не нагружена внутренним давлением. Вследствие этого при значительном давлении поддержки на внутренней поверхности расширенной части канала появились пластические деформации, приводящие к закусыванию поршня 3. Это обстоятельство, а также постоянство коэффициента поддержки в значительной степени ограничивали дальнейшие исследования принципа гидростатической поддержки при использовании данной конструкции.

Отмеченный недостаток был устранен в новой конструкции мультипликатора с переменной гидростатической поддержкой (рис. 2). Конструкция мультипликатора была предложена В. П. Семиным, а исследование выполнено В. П. Семиным и С. С. Секояном.

Рабочий цилиндр 1 этого мультипликатора имеет сквозной канал. С одной стороны канал закрыт заглушкой 2, которая выполняет одновременно роль электропровода, с другой стороны в цилиндр входит поршень 7 с грибовидным уплотнением 3. Цилиндр 1 размещен в камере 4, представляющей собой скрепленный трехслойный цилиндр. В камере 4 имеется боковой канал для подвода давления внутрь, а с торцов она заглушена набором 11 уплотнительных колец и прокладок, работающих по принципу некомпенсированной площади. Через эти уплотнения из камеры выведена с одного конца шейка рабочего цилиндра 1, с другого — опора 13 электропровода-заглушки 2. Предварительное поджатие уплотнений 11 производят гайками 6 через конусы 5. В одну из гаек 6 ввернут подпятник 12 опоры 13, в другую — цилиндр низкого давления 8, в котором расположен поршень 9. Поршень высокого давления 7 связан с поршнем низкого давления 9 через подпятник 10, из-

готовленный из твердого сплава. При подаче жидкости под давлением в цилиндр 8 поршень 9 перемещает поршень 7, который сжимает рабочую жидкость в цилиндре 1 до нужного значения давления.

Давление поддержки на внешнюю стенку цилиндра 1 подается внутри камеры 4 от самостоятельного источника, что позволяет во время опытов произвольно менять значение коэффициента поддержки.

Мультипликатор испытывали с изготовленными из твердого сплава ВК-6 поршнями высокого давления 7, некоторые из них были обработаны шлифовальным кругом, другие — электронским методом. При испытаниях легко удавалось создавать давления 30000—32000 кгс/см<sup>2</sup> при объеме 10 см<sup>3</sup>. Как и в предыдущем случае, предельное значение созданного давления обуславливалось прочностью поршня.

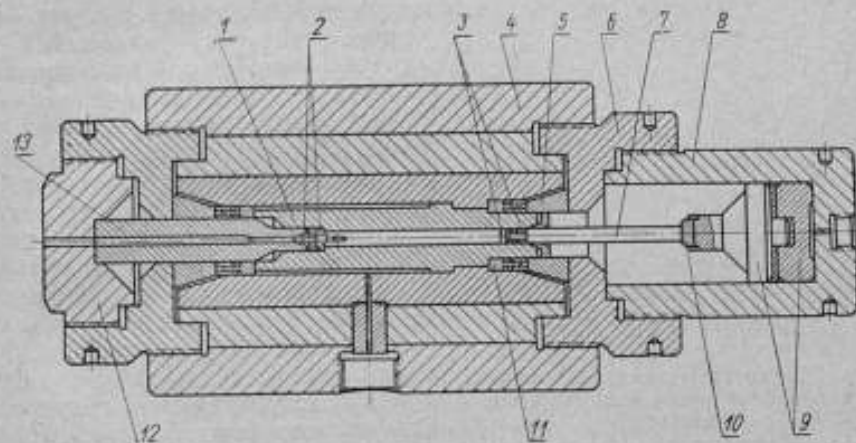


Рис. 2. Мультипликатор с переменной гидростатической поддержкой.

На мультипликаторе этой конструкции можно вполне надежно определять значение напряжения разрушения поршня, измеряя давление в цилиндре 8. Для применяемой партии поршней из сплава ВК-6 напряжение разрушения 35000—36000 кгс/см<sup>2</sup>. Опасения, что прочность поршней снижается из-за их значительной длины (80—90 мм), не подтвердились. Образцы длиной 10—30 мм, изготовленные из этой же партии сплава, разрушались на прессе при тех же напряжениях. Не оказал существенного влияния на прочность поршня и метод обработки сплава ВК-6. Поршни и образцы из этого сплава, обработанные различными методами, разрушались при одном и том же напряжении. Однако характер разрушения был различный. Если в поршнях и образцах, обработанных шлифовальным кругом, разрушение наступало сразу во всем объеме, то при обработке электронским методом, при тех же напряжениях возникали продольные трещины, сопровождающиеся резким щелчком, при этом деталь продолжала выдерживать приложенную нагрузку.

Во всех случаях создания высоких давлений в рабочих цилиндрах не было обнаружено никаких признаков разрушения или значительных пластических деформаций. Это свидетельствует о том, что работоспособность цилиндров не исчерпывалась максимально созданным давлением. Поэтому можно надеяться, что при использовании для поршней более прочных сплавов, чем ВК-6, предел давления в данном мультипликаторе удастся повысить.

При испытаниях мультипликатора особое внимание уделяли выбору оптимальных значений коэффициента поддержки. Серия экспериментов при различных коэффициентах позволила обнаружить

весьма интересное свойство поддержки. Оказалось, что значение остаточной деформации на внутренней стенке цилиндра 1 (после снятия давления) определяется коэффициентом поддержки и практически мало зависит от свойств материала цилиндра. На рис. 3 приведен график зависимости остаточной деформации цилиндра от коэффициента поддержки. Как видно из рисунка, положительная деформация (канал цилиндра увеличивается) соответствует малому коэффициенту поддержки, отрицательная (канал цилиндра уменьшается) возникает при его возрастании. При значениях коэффициента поддержки, близких к 0,22—0,23, остаточные деформации приближаются к нулю. Указанные свойства относятся к цилиндрам одной и той же геометрии, но изготовленным из разных материалов. Хотя имеется разброс отдельных точек, общий характер кривой едва ли случаен. Вместе с тем, некоторые из примененных сталей существенно отличаются по своим свойствам, что видно из табл. 1.

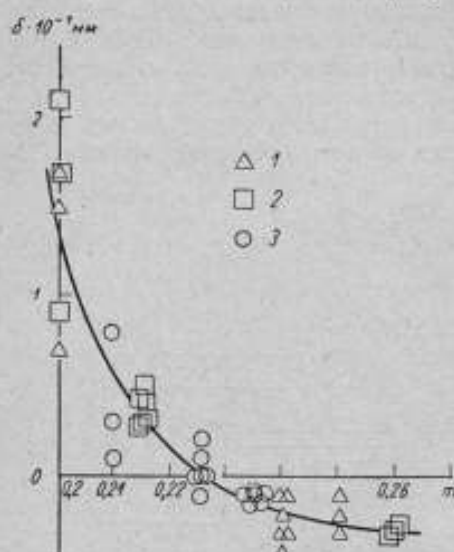


Рис. 3. График зависимости остаточной деформации от коэффициента поддержки:  
1—для стали 45ХНЗСВ2; 2—для стали 50ХФА;  
3—для стали 30ХГСНА.

Малочисленность экспериментов не позволяет сделать более строгих выводов и дать необходимые обоснования обнаруженным свойствам гидростатической поддержки. Они представляют несомненный интерес и требуют дальнейших исследований в более широком плане.

Таблица 1

Марка стали	Предел прочности, кгс/см <sup>2</sup>	Предел текучести, кгс/мм <sup>2</sup>	Режим термообработки
45ХНЗСВ2	230	220 ÷ 225	Закалка и отпуск при 200°
50ХФА	170	140 ÷ 150	
30ХГСНА	165	140	

В рассмотренной конструкции мультипликатора был испытан новый вид электроввода с уменьшенной степенью некомпенсации. Камера 4 мультипликатора была рассчитана на давление 20 000 кгс/см<sup>2</sup> и испытана до 17 000—18 000 кгс/см<sup>2</sup>. Как показали исследования, необходимости в такой большой поддержке нет. При работе мультипликатора до давления 30 000 кгс/см<sup>2</sup> достаточно давление поддержки 7 000—8 000 кгс/см<sup>2</sup>. Это обстоятельство позволяет значительно сократить размеры камеры и сделать мультипликатор более компактным.

#### Плаунжерные насосы с изменяемым пределом создаваемого давления

Многие установки высоких давлений снабжаются различного рода насосами, которые предназначены для обслуживания мультиплика-

торов, заполнения системы высокого давления рабочей жидкостью, создания предварительного давления и других целей. Описанные ранее\* насосы с ручным и электромеханическим приводом имели плунжеры с обычным сальниковым уплотнением.

В поисках лучшего решения была разработана новая конструкция плунжерного насоса с изменяемым пределом создаваемого давления, приведенная на рис. 4. В корпусе 13 насоса на подшипниках установлен эксцентриковый вал 12. Механизмом, состоящим из шатуна 11, пальца 10 и толкателя 9, вращательное движение вала 12 преобразуется в возвратно-поступательное движение плунжера 8.

При движении плунжера 8 вниз открывается всасывающий клапан 7 и жидкость, подводимая к ниппелю 6, заполняет освобождаемый объем. При движении плунжера вверх клапан 7 закрывается, жидкость выталкивается через нагнетательный клапан, расположенный в верхней части головки 5, и подается к объекту через соединительные отверстия.

Приведенное на рисунке уплотнение плунжера состоит из колец 1 и 3 и фторопластовой манжеты 2. При повышении давления над плунжером манжета, деформируясь, плотно охватывает плунжер, чем и достигается герметичность уплотнения. Как показали испытания насоса, такое уплотнение вполне надежно работает до давления 1000—1500 кгс/см<sup>2</sup>.

Его достоинства заключаются в крайней простоте изготовления и смены. Однако при работе с более высокими давлениями манжета 2 быстро изнашивается и выходит из строя. Поэтому, наряду с приведенным типом уплотнения, в насосе применяют так называемый самоуплотняющийся сальник—благодаря ему создается надежное уплотнение при высоких давлениях.

Всасывающий и нагнетательный клапаны взяты от топливных насосов тракторных двигателей, лишь немного переделано уплотнение гнезда 4 клапана.

Насос приводится в действие электродвигателем ( $N=1$  квт,  $n=1400$  об/мин) через редуктор с передаточным отношением  $i=18$ . При таком приводе на плунжер 8 насоса действует осевое усилие 1100—1200 кгс. При диаметре плунжера 10 мм производительность насоса около 6 л/ч при давлении до 1500 кгс/см<sup>2</sup>. Для создания более высокого давления достаточно в насосе заменить плунжер и поставить самоуплотняющийся сальник, а в зазор между плунжером и головкой поставить втулку. При использовании плунжера меньшего диаметра увеличивается предел давления и, естественно, снижается производительность.

Испытания насоса показали, что при переходе на плунжер диаметром 7 мм производительность насоса равна примерно 3 л/ч при давлении 3000—3500 кгс/см<sup>2</sup>. При дальнейшем подъеме давления производительность резко падает вследствие снижения степени заполнения

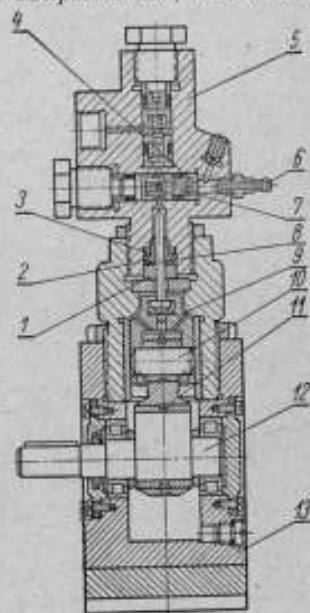


Рис. 4. Плунжерный насос с изменяемым пределом создаваемого давления.

\* В. А. Борзунов, В. П. Семин. Общая аппаратура, применяемая в экспериментах с высокими давлениями. Труды институтов Комитета, вып. 46 (106). М., Стандартгиз, 1960, стр. 107—116.

из-за деформаций каналов головки, уплотнительных устройств и других воздействий высокого давления.

В разработке конструкции и испытании насоса принимали участие А. П. Семиш, В. А. Борзунов, Ю. И. Исаев.

### Гидравлический клапан предварительного давления

Обычно у клапанов высокого давления корпус имеет ступенчатый центральный канал, малый диаметр которого перекрывается иглой со сферическим или конусным наконечником. Для надежности перекрытия необходимо, чтобы напряжения в контактном поясе превосходили отключаемое клапаном давление. При работе клапана на высоких давлениях в месте контакта с течением времени появляются пластические деформации, что приводит к увеличению площади контакта и вызывает необходимость частого исправления контактной поверхности. Этот серьезный недостаток усугубляется тем, что из-за соображений прочности корпус клапана приходится делать сравнительно большого

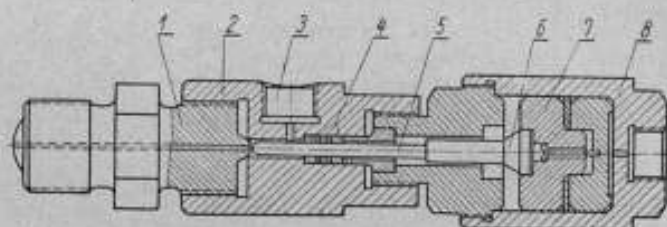


Рис. 5. Клапан предварительного давления.

диаметра, вследствие чего его центральная часть обычно плохо прокаливается и в этом месте материал имеет низкий предел текучести.

Отмеченный недостаток устранен в клапане предварительного давления, конструкция которого приведена на рис. 5.

Корпус 2 клапана имеет боковой канал 3 для подвода рабочей жидкости от насоса или другого источника. Далее жидкость через внутренний канал переходника 1 попадает в систему высокого давления установки. Сальниковое уплотнение 4 и конусное контактное уплотнение переходника соответствующим поджатием обеспечивают надежную герметичность корпуса при предварительном давлении, которое обычно не превышает 3600—4000 кгс/см<sup>2</sup>. Игла 5 через подпятник 6 перемещается поршнем 7 при подаче жидкости под давлением в цилиндр 8 и с необходимым усилием прижимается непосредственно к контактной поверхности переходника 1, отключая высокое давление, действующее на иглу со стороны канала переходника.

Особенность рассматриваемого клапана заключается в том, что контактная площадка, воспринимающая высокое давление, является внешней поверхностью переходника и может быть уверенно закалена до требуемой твердости. Кроме того, контактную поверхность переходника всегда легко исправить.

Клапаном при изготовлении переходника из стали марки 50ХФА, закаленной до твердости  $R_{сг} = 44-46$ , надежно отключали давление до 25000 кгс/см<sup>2</sup>.

Конструкция клапана предложена и разработана В. П. Семиным.

### Электропровода высокого давления

Конусный электропровод на краске. При проведении физических исследований под высоким гидростатическим давлением часто необхо-

можно применять электронизолрированные вводы для осуществления электрической связи с объектов, находящихся в камере высокого давления.

Известно несколько конструкций электровводов, из которых наиболее распространенными являются электровводы конусного типа. В качестве электронизирующего жакета в этой конструкции электроввода обычно используют слюду, оргстекло и другие подобные материалы. Один из авторов статьи (К. А. Алексеев) применил для этой цели специальную краску, которая обладает высокими электронизирующими свойствами и надежно предотвращает утечку компрессируемой среды.

Краска состоит из лака — цапона (быстро высыхающего, связывающего) и окиси железа (наполнителя), смешиваемых в пропорции 2:1 по весу или 3:1 по объему. Окись железа находится в лаке во взвешенном состоянии и по истечении некоторого времени выпадает в осадок. Поэтому при употреблении краски состав ее меняется, и для восстановления нормального состава удобно пользоваться указанным объемным соотношением компонентов. Допустимо большее количество окиси железа в краске. При этом краску можно считать пригодной, если после высыхания она не оставляет следов на бумаге, когда бумагой потереть по покрашенному месту. Вместо лака цапона можно использовать маникюрный лак любого номера.

Электровводы на краске делают так. Конус зачищают наждачной шкуркой, покрывают один раз клеем БФ-4 и просушивают. Затем на поверхность конуса заостренной железной палочкой наносят краску и просушивают при температуре 100—120°C в течение 5—10 мин. Наносить краску надо несколько раз, пока толщина слоя краски не достигнет 0,4—0,5 мм. При этом краску следует наносить таким образом, чтобы слой у меньшего основания конуса был несколько толще, чем у большего. После высыхания краска прочно держится на конусе; некоторые неровности сглаживают надфилем. На поверхности краски могут образовываться трещины (трещины вызываются избытком окиси железа), но они не влияют на работу электроввода. Покрашенный конус вставляют в гнездо и подстукивают молотком. После приобретения некоторых навыков изготовление электровводов становится весьма несложным.

Изготовленные таким образом электровводы подвергли однократному испытанию при давлении до 35000 кгс/см<sup>2</sup> и длительное время (в течение года) эксплуатировали при давлении до 16000 кгс/см<sup>2</sup>. При этом ни один электроввод не вышел из строя. В качестве среды, передающей давление, во всех случаях брали бензин.

Электронизация при толщине слоя краски (после обжатия давлением) 0,15—0,2 мм превышает 10<sup>10</sup> ом и практически не изменяется при температурах от комнатной до 100°C.

При использовании краски в качестве изолирующего слоя отпадает надобность в высокой чистоте поверхности и тщательной подгонке углов конуса и гнезда.

Применение краски также снимает ограничения, накладываемые на размеры конуса при использовании слюдяного жакета. Благодаря этому оказалось возможным разместить четыре электроввода в круге диаметром 4 мм. Такой четырехканальный электроввод был испытан до давлений 20000 кгс/см<sup>2</sup>.

Для извлечения конуса из гнезда электроввод заливают ацетоном. По истечении 2—3 ч конус легко вынимается.

Предложенный способ нанесения электронизирующего уплотнения конуса прост, а изготовленные таким образом электровводы надежны в работе.

Электроввод с уменьшенной степенью некомпенсации. Применяемые в некоторых случаях электровводы, уплотняемые по принципу некомпенсируемой площади, выполнены обычно в виде грибка, в котором помещают изолированный конус. К конусу припаивают выводной провод, проходящий через просверленное отверстие в хвостовике грибка. Наличие сквозного отверстия в последнем приводит к необходимости достаточно большого наружного диаметра хвостовика, на котором располагается уплотнительная прокладка, что значительно увеличивает степень некомпенсации и приводит к появлению пинч-эффекта при сравнительно невысоких давлениях. Снизить степень некомпенсации у таких электровводов возможно только увеличением диаметра грибка, что крайне нежелательно, так как влечет за собой увеличение всех размеров конструкции. Тщательным подбором материала, режимов термообработки грибка, а также применением автофретирования хвостовика удается избежать в таком электровводе появления пинч-эффекта при давлениях до  $25000 \text{ кгс/см}^2$  и степени некомпенсации около 22—25%.

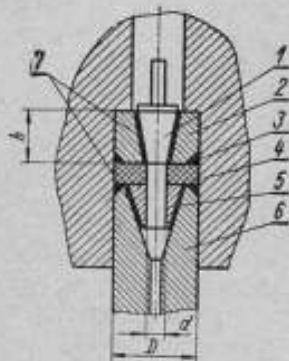


Рис. 6. Электроввод с уменьшенной степенью некомпенсации.

Для работы с более высокими давлениями одним из авторов статьи (В. П. Семиным) предложена конструкция электроввода с уменьшенной степенью некомпенсации (рис. 6). Такой электроввод был использован в мультипликаторе с гидростатической поддержкой (см. выше). Конус 1 электроввода посажен на изолирующем слое краски 7 в гнездо 2. Цилиндрический конец конуса входит в конусную втулку 5, посаженную на той же краске в расточку опоры 6. Таким образом, конус полностью изолирован от металлических частей камеры.

Уплотнение электроввода работает по принципу некомпенсируемой площади. Здесь грибок состоит из двух деталей (гнездо 2 с запрессованным в него конусом 1), гнездом грибка служит втулка 5, а уплотнительную прокладку 4 одевают непосредственно на цилиндрическую часть конуса. Прокладка 4 должна быть из электроизоляционного материала. Для устранения выдавливания прокладки в зазоры на фаски опоры 6 и гнезда 2 одевают предохранительные кольца 3.

Благодаря уменьшению размера  $d$  до 4 мм (вместо 8 мм в обычной конструкции) при размере  $D=16 \text{ мм}$  (вместо 18 мм) степень некомпенсации снижается до 7—8%.

Испытания нескольких размерных вариантов рассмотренного электроввода показали, что при  $d=4-5 \text{ мм}$ ,  $D=16 \text{ мм}$ ,  $h=10 \text{ мм}$ , угле конуса  $1 \alpha=14-16^\circ$  и посадке  $A/D$  в соединении конус 1—втулка 5 обеспечивается безотказная работа электроввода до давлений  $32000 \text{ кгс/см}^2$  без появления следов пинч-эффекта.

Детали электроввода изготавливали: гнездо 2 и втулку 5 из стали 50ХФА, конус 1—из стали ШХ15.

#### Камера манометра сопротивления

При изучении марганциновых манометров возникла необходимость иметь камеру с малым внутренним объемом. Такая камера, предложенная К. А. Алексеевым, была спроектирована, изготовлена и испытана на давление до  $16000 \text{ кгс/см}^2$ .

Камера (рис. 7) представляет собой двухслойный сосуд, одетый в термостатную рубашку. Сердечник 9 камеры представляет со-



бой конус с углом  $\frac{\alpha}{2} = 1^{\circ}30'$ , внутри которого имеется цилиндрический канал диаметром 5,5 мм для помещения катушки манометра. Давление подводится через соосное с каналом отверстие диаметром 2 мм, проходящее внутри присоединительного ниппеля. Усилием 50 т сердечник 9 впрессован в скрепляющую оболочку 8, имеющую снаружи фланцы, к которым припаивают термостатную рубашку 7. Конический электроввод 6 с углом конуса примерно  $14^{\circ}$  вставляется на электроизолирующей подкладке из краски в коническое гнездо корпуса электроввода 5. Технология изготовления электроввода на краске описана ранее\*. К конусу электроввода припаивают марганциновый провод 3 диаметром 0,5 мм, который другим концом проходит внутри изолированной лагуницей трубочки 1, закрепляемой гайкой 2. Корпус электроввода 5 своей конической частью с помощью гайки 4 прижимается плотно к сердечнику 9 и, таким образом, запирает канал камеры. С помощью резьбы сердечника камеру соединяют с установкой высокого давления.

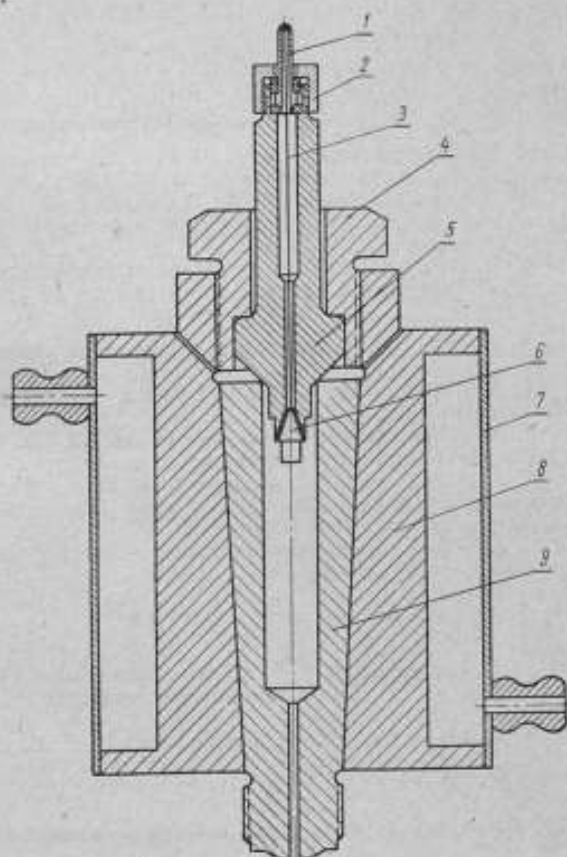


Рис. 7 Камера марганцевого манометра.

Как показал опыт, камера проста в изготовлении, удобна и надежна в работе. Материалы, из которых изготовлены наиболее ответственные детали камеры и характеристика их по твердости, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Деталь	Марка стали	Твердость по шкале, $R_{CT}$
Сердечник 9	50ХФА	48—53
Скрепляющая оболочка 8	45	35—40
Корпус электроввода 5	ШХ15	55—60
Электроввод 6	У8	Термообработке не подвергался
Гайка 4	45	35—40

Статья поступила в сентябре 1962 г.

\* См. стр. 156.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<b>I. Исследования поршневых манометров</b>	
В. В. Бахвалова, В. П. Семин. Установка с образцовым поршневым манометром для давления до 20000 кгс/см <sup>2</sup> .	5
В. В. Бахвалова, М. К. Жоховский. Экспериментальное исследование деформационных погрешностей поршневых манометров при давлении до 10000 кгс/см <sup>2</sup> .	9
В. В. Бахвалова, М. К. Жоховский. Манометр с неизменяемой от давления эффективной площадью поршня	28
<b>II. Исследования манометров сопротивления</b>	
К. А. Алексеев, Л. Л. Бурова. Свойства манганиновых манометров сопротивления	36
К. А. Алексеев, Ю. А. Атанов, Л. Л. Бурова. Новый способ искусственного старения манганиновых манометров.	44
К. А. Алексеев, Л. Л. Бурова, Е. М. Иванова. Влияние высокотемпературного импульсного отжига на стабильность показаний и другие свойства манганиновых манометров	47
К. А. Алексеев. Температурные условия в камере манганинового манометра при его градуировке	51
В. В. Бахвалова, М. К. Жоховский. Дифференциальный манометр сопротивления высокого давления	55
<b>III. Исследования термодинамических методов воспроизведения высоких давлений</b>	
Л. Л. Бурова, М. К. Жоховский, Е. В. Золотых, В. Н. Разумихин. Термодинамическая шкала высоких давлений до 25000 кгс/см <sup>2</sup>	60
М. К. Жоховский. Термодинамика процесса плавления под давлением	69
<b>IV. Исследования физических свойств жидкостей при высоких давлениях</b>	
Е. В. Золотых. Теоретическое и экспериментальное исследование вискозиметров с падающим и с катящимся шариком	93
Е. В. Золотых, В. П. Семин, Ю. П. Хохули. Установка для измерения вязкостей жидкости при давлениях до 10000 кгс/см <sup>2</sup>	111
Е. В. Золотых. Исследование зависимости вязкости жидкостей от давления до 10000 кгс/см <sup>2</sup>	123
В. А. Борзунов, В. Н. Разумихин. Установка для измерения плотности жидкостей гидростатическим методом при давлениях до 10000 кгс/см <sup>2</sup>	134
Ю. А. Атанов, В. А. Борзунов, В. Н. Разумихин. Измерение сжимаемости жидкостей методом сифонного пьезометра при давлениях до 10000 кгс/см <sup>2</sup>	143
<b>V. Вопросы техники эксперимента</b>	
К. А. Алексеев, В. А. Борзунов, В. П. Семин, С. С. Секоян. Узлы и детали установок высоких давлений	151

Редактор изд-ва С. Я. Рыско

Техн. редактор В. А. Мурашова

Корректор А. С. Гуманишвили

Сдано в набор 6/VII 1953 г.  
Печ. л. 10,0Подписано к печати 28/V 1954 г.  
Уч.-изд. л. 12,37

Тираж 1000 экз.

Т-01000

Формат 70x100/16

Цена 87 коп.

Заказ 620

Ленинградская типография № 11 «Главполиграфпрома»  
Государственного комитета Совета Министров СССР по печати. Марата, 58

ОПЕЧАТКА

Стр.	В каком месте	Напечатано	Должно быть
87	21-я строка сверху	$p - \Delta w - T$	$p - \Delta V - T$

Лит. 629. Труды ВНИИФТРИ, вып. 75 (135). Издательство стандартов, Москва, 1961.



3  
5  
9  
28  
36  
44  
47  
51  
55  
60  
69  
93  
111  
123  
134  
143  
151

1000  
1000  
629

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
<b>I. Исследования поршневых манометров</b>	
В. В. Бахвалова, В. П. Семин. Установка с образцовым поршневым манометром для давления до 20000 кгс/см <sup>2</sup> .	5
В. В. Бахвалова, М. К. Жоховский. Экспериментальное исследование деформационных погрешностей поршневых манометров при давлении до 10000 кгс/см <sup>2</sup> .	9
В. В. Бахвалова, М. К. Жоховский. Манометр с неизменяемой от давления эффективной площадью поршня . . . . .	28
<b>II. Исследования манометров сопротивления</b>	
К. А. Алексеев, Л. Л. Бурова. Свойства манганиновых манометров сопротивления	36
К. А. Алексеев, Ю. А. Атанов, Л. Л. Бурова. Новый способ искусственного старения манганиновых манометров.	44

<b>III. Исследования жидкостей при высоких давлениях</b>	
Е. В. Золотых. Теоретическое и экспериментальное исследование вискозиметров с падающим и с катящимся шариком	93
Е. В. Золотых, В. П. Семин, Ю. П. Хохуля. Установка для измерения вязкостей жидкости при давлениях до 10000 кгс/см <sup>2</sup>	111
Е. В. Золотых. Исследование зависимости вязкости жидкостей от давления до 10000 кгс/см <sup>2</sup>	123
В. А. Борзунов, В. Н. Разумихин. Установка для измерения плотности жидкостей гидростатическим методом при давлениях до 10000 кгс/см <sup>2</sup>	134
Ю. А. Атанов, В. А. Борзунов, В. Н. Разумихин. Измерение сжимаемости жидкостей методом сифонного пьезометра при давлениях до 10000 кгс/см <sup>2</sup>	143

## V. Вопросы техники эксперимента

К. А. Алексеев, В. А. Борзунов, В. П. Семин, С. С. Секоян. Узлы и детали установок высоких давлений . . . . .	151
---	-----

Редактор изд-ва С. Я. Рыско

Корректор А. С. Туманишвили

Техн. редактор В. А. Мурашова

Слано в набор 6/VII 1963 г.  
Печ. л. 10,9

Подписано к печати 28/V 1964 г.  
Уч.-изд. л. 12,37

Тираж 1000 экз.

Т-04000      Формат 70×108/16  
Цена 87 коп.      Заказ 620

3

5

9

28

36

44

93

111

123

134

143

151

cont

089  
629



Цена 87 коп.

