



П. С. Булкин, И. И. Попова

**ОБЩИЙ
ФИЗИЧЕСКИЙ
ПРАКТИКУМ
МОЛЕКУЛЯРНАЯ
ФИЗИКА**

ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

П. С. Булкин,
И. И. Попова

ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Под редакцией
А. Н. МАТВЕЕВА
и Д. Ф. КИСЕЛЕВА

*Допущено Министерством высшего
и среднего специального образования СССР
в качестве учебного пособия для студентов
физических специальностей вузов*

ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
1988

ББК 22.36
Б90
УДК 535(075.8)

Рецензенты:
кафедра общей физики МВТУ им. Н. Э. Баумана,
профессор *А. Д. Гладун*

Булкин П. С., Попова И. И.
Б90 **Общий физический практикум. Молекулярная физика:**
Учеб. пособие. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. — 215 с.
ISBN 5—211—00099—4.

Пособие соответствует программе по общему курсу физики и физическому практикуму для вузов страны и содержит описание лабораторных работ, поставленных за последние годы на физическом факультете МГУ. Темы практикума: термометрия, калориметрия, ультразвуковые методы исследования вещества, явления переноса, реальные жидкости и газы, явления в вакууме и статистические методы. В каждой работе излагаются физические основы применяемых экспериментальных методов, методика обработки экспериментальных данных, анализируются условия применимости аппаратуры, точность измерений. Все лабораторные работы предусматривают использование ЭВМ для обработки результатов экспериментов.

Для студентов физических специальностей вузов.

Б **1704060000 (4309000000) —126**
077(02)—88 **99—88**

ББК 22.36

ISBN 5—211—00099—4

© Издательство Московского университета, 1988 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
1. Лаборатория термометрии	7
Лабораторная работа 1.1. Изучение работы термостата и градуировка термопары	15
Лабораторная работа 1.2. Градуировка полупроводниковых термо- метров	22
2. Лаборатория калориметрии	27
Лабораторная работа 2.1. Определение теплоемкости спирта.	39
Лабораторная работа 2.2. Определение теплоемкости воздуха c_p	42
Лабораторная работа 2.3. Определение теплоемкости металла импульс- ным методом	46
Лабораторная работа 2.4. Определение теплоемкости и теплоты плав- ления олова	52
3. Лаборатория ультразвуковых методов исследования вещества	59
Лабораторная работа 3.1. Измерение скорости ультразвуковой волны в воздухе	67
Лабораторная работа 3.2. Определение скорости ультразвуковых волн методом звукового фазометра	70
Лабораторная работа 3.3. Определение скорости звука в жидкости и расчет некоторых термодинамических параметров	74
Лабораторная работа 3.4. Изучение упругих свойств твердого тела ультразвуковым методом	77
4. Лаборатория изучения реальных жидкостей и газов	81
Лабораторная работа 4.1. Определение критических параметров жид- кости	88
Лабораторная работа 4.2. Измерение теплоты парообразования и вяз- кости воды	95
Лабораторная работа 4.3. Измерение коэффициента поверхностного натяжения	100
Лабораторная работа 4.4. Определение коэффициента поверхностного натяжения фазометрическим методом	104
Лабораторная работа 4.5. Определение отношения удельных теплоем- костей $\gamma = c_p/c_v$ в воздухе	109
5. Лаборатория явлений переноса	114
Лабораторная работа 5.1. Изучение зависимости коэффициента вязко- сти жидкости от температуры	126
Лабораторная работа 5.2. Изучение зависимости коэффициента тепло- передачи в водороде от давления	130
Лабораторная работа 5.3. Определение коэффициента температуропро- водности твердого тела	137
Лабораторная работа 5.4. Изучение явлений переноса в воздухе	141
6. Лаборатория изучения вакуумных процессов	147
Лабораторная работа 6.1. Получение и измерение вакуума	156
Лабораторная работа 6.2. Получение и измерение тонких пленок	161

7. Лаборатория статистических явлений	171
<i>Лабораторная работа 7.1. Изучение статистических закономерностей на механических моделях</i>	<i>183</i>
<i>Лабораторная работа 7.2. Изучение распределения Больцмана</i>	<i>186</i>
<i>Лабораторная работа 7.3. Изучение случайных блужданий</i>	<i>190</i>
<i>Лабораторная работа 7.4. Моделирование статистических распределений на ЭВМ</i>	<i>193</i>
<i>Лабораторная работа 7.5. Распределение термоэлектронов по энергиям</i>	<i>197</i>
<i>Лабораторная работа 7.6. Измерение температуры электронов в плазме</i>	<i>200</i>
Приложение	207

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее пособие содержит описания ряда лабораторных работ по разделу теплота и молекулярная физика. Материал разделен на семь лабораторий: термометрии, калориметрии, ультразвуковых методов исследования вещества, лаборатории явлений переноса, жидкостей и реальных газов, вакуумных процессов и статистических явлений.

Лабораторные работы поставлены с использованием современных экспериментальных методов, включая оптические, методы электроники, ультразвуковые и т. д. Широко применяются элементы автоматической записи и регистрации данных с помощью самописцев, счетчиков, фотодатчиков. Это позволило создать ряд работ, в которых производится комплексное изучение физических свойств вещества. К таким работам относится изучение явлений переноса в воздухе (работа 5.4), определение критических параметров вещества (работа 4.1), определение теплоты парообразования и вязкости жидкости (работа 4.2) и др. Такие комплексные работы позволяют расширить круг изучаемых явлений и проиллюстрировать взаимосвязь различных физических величин.

Приведены также примеры установок с автоматической системой проведения эксперимента на базе ЭВМ.

Примерно 25% всех лабораторных работ выполняются с обработкой экспериментальных результатов на ЭВМ. Некоторые программы обработки приведены в книге «ЭВМ в курсе общей физики» под редакцией А. Н. Матвеева (Изд-во Моск. ун-та, 1982).

Необходимо отметить также большой раздел, посвященный статистическим явлениям. В этом разделе приведены работы, в которых исследуются статистические процессы в физических явлениях, например в газоразрядной плазме, процессы на электромеханических моделях и работы, выполняемые с помощью ЭВМ. Например, работа 7.4 полностью выполняется на ЭВМ. В ней изучаются и моделируются различные законы распределения и их предельные формы в зависимости от числа испытаний.

Пособие может служить не только для выполнения описанных лабораторных работ, но и для общего ознакомления с экспериментальной техникой, используемой в области молекулярных и тепловых явлений. Для этого перед каждым разделом дается введение, в котором изложены основные экспериментальные методы, имеющие практическое применение.

В настоящем пособии разд. 1, 2, 4, 5 написаны П. С. Булкиным, разд. 3, 6, 7 — И. И. Поповой.

В постановке лабораторных работ участвовали следующие сотрудники кафедры общей физики для физического факультета МГУ: Булкин П. С. (1.1 — 7.3; 7.5; 7.6), Васильев Е. И. (5.4), Васильева О. Н. (1.2), Захарцов В. М. (2.4; 7.3), Звягина А. П. (7.1), Деденко Л. Г., Журавлев С. В., Воронцов М. А., Самойлов В. Н. (7.4), Крамаренко Т. А. (4.1), Леднева Т. М. (2.2), Пирогов Ю. А. (7.5), Попова И. И. (5.3; 6.1; 6.2), Слепков А. И. (4.1; 6.2; 7.5), Снигирев О. В. (2.3; 3.4), Михеева Л. Ф. (1.1), Шихлинская Р. Э. (3.3).

Доценты Филиппов Л. П., Муттик Г. Г. и Чернышев К. В. взяли на себя труд ознакомиться с отдельными разделами пособия и сделали ряд замечаний. Выражаем всем им признательность за тот вклад, который они внесли в создание новых лабораторных работ и за помощь при написании пособия.

1. ЛАБОРАТОРИЯ ТЕРМОМЕТРИИ

Экспериментальная методика и аппаратура. Целью настоящего раздела является изучение физических принципов действия различных термометров и манометров, методов их градуировки, диапазона и условий применимости. Изучаются термостатирующие системы. Рассмотрен принцип построения практической температурной шкалы.

Лабораторные работы, которые относятся к данному разделу, позволяют изучать методы градуировки термопарных, полупроводниковых и термисторных термометров. Изучается также работа таких приборов, как термостат, контактный термометр и др. Изучается температурный ход в некоторых физических процессах.

В молекулярной физике, как и в других разделах физики, приходится измерять разнообразные физические величины. Наиболее важной, фундаментальной физической величиной для этого раздела является температура. Температура — количественная мера нагретости тел. Измеряется она обычно с помощью термометров и в определенной температурной шкале.

В термодинамике показано, что в принципе можно построить температурную шкалу, используя всего одну опорную точку. Такая шкала называется термодинамической. В ней опорной точкой является температура тройной точки воды, которая принята равной 273,16 единиц, называемых кельвин [К]. Однако практическое использование такой шкалы в широком диапазоне температур оказывается достаточно сложным.

В настоящее время наиболее употребительна так называемая Международная практическая шкала температур, утвержденная в 1968 г. (МПТШ-68). Эта шкала основана на 11 опорных (реперных) точках, лежащих в диапазоне от 13,81 (тройная точка водорода) до 1337,58 К (точка затвердевания золота). Для каждой точки принимается определенное значение температуры.

Единицей измерения в МПТШ-68 является 1 кельвин. Для определения температуры между опорными точками используются стандартные термометры.

В области от 13,81 до 903,89 К (температура затвердевания сурьмы) таким термометром выбран платиновый термометр сопротивления. В области от 903,89 до 1337,58 К стандартным термометром выбрана платино-платинородиевая термопара. Выше 1337,58 К температура измеряется оптическими пирометрами.

Для температур ниже 13,81 К температура измеряется по давлению насыщенных паров изотопов ^3He и ^4He и по темпе-

ратурной зависимости магнитной восприимчивости парамагнитных солей ряда веществ.

Для указанных термометров задаются интерполяционные формулы, связывающие показания термометров с температурой.

Термодинамическая температура и температура в шкале МПТШ-68 близки, но они в определенных интервалах могут отличаться друг от друга. Это отличие лежит в пределах от 1 до 200 мК.

Для практической работы в производственных и научных целях обычно используют разнообразные вторичные термометры, градуированные в той или иной шкале температур. Существует большое число разнообразных вторичных термометров. Рассмотрим некоторые из них.

Жидкостные термометры. В них используется зависимость объема жидкости от степени ее нагретости. Жидкость помещается в резервуар со стеклянным капилляром (рис. 1.1). При изменении температуры уровень жидкости в капилляре меняется. Вдоль капилляра расположена шкала, проградуированная в единицах температуры. Чем больше размеры резервуара, тем выше чувствительность термометра.

Рабочий диапазон жидкостного термометра обычно определяется точкой замерзания и кипения рабочей жидкости. Границы рабочего диапазона некоторых термометрических жидкостей приведены в табл. 1.1. Погрешность измерений с помощью жидкостных термометров лежит в области 0,01 К. Недостатком таких термометров являются их сравнительно большой размер и большая теплоемкость. Поэтому тепловая инерция таких термометров велика.

Термометры сопротивления. В них используется зависимость сопротивления вещества от его температуры. Обычно этим веществом явля-

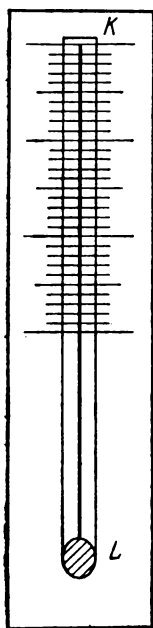


Рис. 1.1. Жидкостный термометр

ется металл. У большинства металлов с ростом температуры сопротивление растет.

Термометр R_T обычно включают в мостовую схему (рис. 1.2). Сигнал разбалансировки моста возникает при нагревании термометра. Сигнал измеряется прибором V. В табл. 1.2 приведены некоторые металлы, используемые в качестве термометров сопротивления, диапазон их применимости и средний температурный коэффициент сопротивления

Таблица 1.1
Максимальные и минимальные температуры, измеряемые жидкостными термометрами

Термометрическая жидкость	$t_{\min}, ^\circ\text{C}$	$t_{\max}, ^\circ\text{C}$
Пентан	-200	20
Спирт	-110	50
Ртуть	-38	357
Толуол	-70	100

Таблица 1.2
Рабочий диапазон и термический коэффициент сопротивления некоторых термометров сопротивления

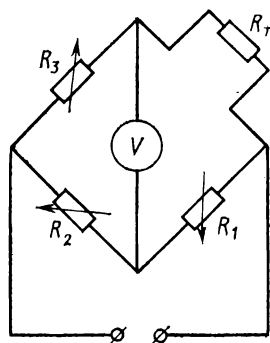
Металл	Диапазон рабочих температур, $^\circ\text{C}$		$\xi, 10^{-3}\text{K}$
Pt	20	1400	3,9
Cu	73	400	3,9
Ni	170	800	6,3

$$\xi = \frac{1}{R_0} (R_{100} - R_0) \frac{1}{100}. \quad (1.1)$$

Здесь R_0 — сопротивление термометра при 0°C , а R_{100} — при 100°C .

Термопарные термометры. Термопара состоит из двух разнородных проводников, спаянных в точках A и B (рис. 1.3).

Рис. 1.2. Схема включения термометра сопротивления



Участок ACB состоит из проводника одного типа металла, а участки AD и BF — из другого. Спай A поддерживается при постоянной температуре T_0 с помощью термостата K . Спай B помещается в исследуемое тело температуры T .

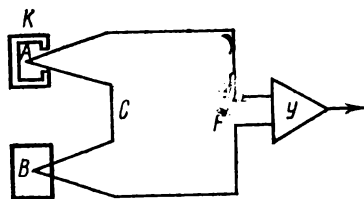


Рис. 1.3. Схема включения термопарного термометра

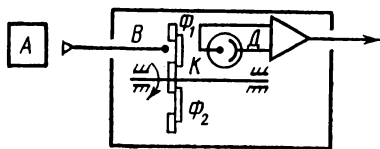


Рис. 1.4. Схема двухволнового пирометра

Возникающая в цепи термопары ЭДС E является функцией разности $T - T_0$:

$$E = \mu (T - T_0). \quad (1.2)$$

Величина μ — термический коэффициент электродвижущей силы термопары — тоже в общем случае зависит от температуры.

Напряжение, возникающее между точками D и F , подается на усилитель U и далее на регистрирующий прибор. В табл. 1.3 приведены некоторые пары металлов, используемых в качестве термопар, их рабочий диапазон и средняя чувствительность.

Таблица 1.3

Материал, диапазон рабочих температур и термический коэффициент электродвижущей силы термопар

Металлы	Диапазон температур °C		μ , мкВ/К	
Медь—константан	—200	+350	27	—50
Хромель—алюмель	—200	+1100	30	—40
Платина—платинородиевый сплав	0	+1600	6	—10

Термопарные термометры отличаются простотой в изготовлении, малыми размерами, малой тепловой инерционностью, широким диапазоном применимости.

К числу их недостатков надо отнести нелинейность зависимости термо-ЭДС от температуры, изменение чувствительности с температурой. С уменьшением температуры чувствительность термопар падает.

Так же как и у термометров сопротивления, верхняя граница их применимости определяется температурой плавления или окисления. Так, например, у меди при температуре выше 350°C идет сильное окисление кислородом воздуха. Это ведет к разрушению термопар.

Широкое распространение получили *полупроводниковые термометры*. Датчиком в таких термометрах может быть, например, полупроводниковый диод из Ge или Si n - или p -типа. Если к диоду приложить напряжение V в прямом направлении, то ток J через него определится соотношением

$$J = C \exp \left(-\frac{e_g/2 - eV}{kT} \right). \quad (1.3)$$

Здесь C — константа, e_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, T — температура, e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана. Из соотношения 1.3 следует, что при постоянном V ток J является функцией температуры. В области $T > \frac{e_g - 2eV}{k}$ чувствительность полупроводниковых термометров

$\frac{\partial J}{\partial T}$ растет с уменьшением температуры. Поэтому их применение более эффективно при низких температурах. Полупроводниковые термометры требуют предварительной градуировки.

Специальные полупроводниковые сопротивления — терморезисторы — используются также в термометрах сопротивления.

Такие датчики-терморезисторы изготавливаются из окислов TiO_2 , MgO и ряда других веществ, например BaTiO_3 .

Терморезисторы имеют высокий температурный коэффициент сопротивления α :

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}, \quad (1.4)$$

где R — сопротивление резистора. Коэффициент α достигает величины порядка $0,05\text{--}0,1 \text{ K}^{-1}$. Зависимость сопротивления терморезистора от температуры приближенно описывается соотношением

$$R = R_0 \exp \left(B \frac{T_0 - T}{T_0 T} \right). \quad (1.5)$$

Здесь B — константа, R_0 — сопротивление терморезистора при температуре T_0 . Недостатком таких термометров является их сильная нелинейность. Терморезисторные термометры также требуют предварительной градуировки.

Датчики температуры с электрическим выходом — термопары, термометры сопротивления, полупроводниковые термометры — нашли широкое применение благодаря их высокой точности и удобству применения в управляющих схемах. Недостатком этих приборов является их нелинейность. Для исправления нелинейности применяются специальные линеаризирующие схемы. На вход такой системы подается напряжение с датчика температуры, а на выходе получается напряжение, пропорциональное температуре.

Температуру тел выше 1000°C обычно измеряют с помощью *пирометров*. Пирометр — прибор, измеряющий температуру тела по его излучению. Принцип действия пирометра основан на использовании законов излучения тел. К этим законам относится прежде всего закон Планка. Он определяет величину энергии, излучаемой телом вблизи длины волны λ , приходящейся на единичный интервал длин волн:

$$E(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) C_1 (e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1} \frac{1}{\lambda^5}. \quad (1.6)$$

Здесь $C_1 = 1,19 \cdot 10^{-16} \text{ Вт/м}^2$, $C_2 = 0,014 \text{ К} \cdot \text{м}$. Безразмерный коэффициент $\varepsilon(\lambda, T)$ называется коэффициентом черноты тела. Для абсолютно черного тела $\varepsilon = 1$.

В области длин волн от $0,4$ до $0,75 \text{ мкм}$ и $T < 3000 \text{ К}$ эта формула с точностью не менее 1% может быть заменена упрощенным соотношением

$$E(\lambda, T) = C_1 \frac{\varepsilon(\lambda, T)}{\lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}. \quad (1.7)$$

Существует несколько различных типов пирометров. Одним из наиболее употребительных являются пирометры, измеряющие яркостную и цветовую температуру тела.

Яркостной температурой тела $T_{\text{я}}$ называют температуру такого черного тела, при которой его монохроматическая яркость для длины волны λ равна монохроматической яркости исследуемого тела. Яркостная температура пропорциональна величине $E(\lambda, T)$.

В пирометре, измеряющем яркостную температуру, изображение исследуемого тела с помощью телеобъектива проектируется на фотодатчик. Перед фотодатчиком стоит светофильтр, выделяющий узкую полосу излучения вблизи выбранной длины волны.

Фотодатчик градуируется по излучению черного тела. По измеряемой прибором яркостной температуре можно найти истинную температуру T , если известен коэффициент черноты тела $\epsilon(\lambda, T)$. Величины T и $T_{\text{я}}$ связаны соотношением

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{\text{я}}} - \frac{\lambda}{C_2} \ln \epsilon. \quad (1.8)$$

В современных пирометрах величина ϵ может вводиться в память микрокомпьютера, входящего в состав пирометра. Соответствующая поправка при расчете температуры производится компьютером автоматически.

Если излучающее тело является абсолютно черным, то его яркостная и истинная температуры совпадают.

Значение $\epsilon(\lambda, T)$ очень чувствительно к состоянию исследуемой поверхности и не всегда может быть найдено с достаточной точностью. К недостаткам таких пирометров надо отнести также зависимость его показаний от расстояния до исследуемого тела, размеров тела, поглощающей способности атмосферы и объектива прибора. Кроме того, изображение исследуемого тела должно полностью закрывать входную апертуру фотодатчика.

Минимальные размеры тела, которые допустимы при измерении температуры таким методом, составляют обычно 0,5 мм.

Пирометром другого типа является пирометр, измеряющий цветовую температуру тела. Примером такого прибора является двухволновой пирометр. Принцип действия такого пирометра основан на измерении отношения интенсивности света, испускаемого телом вблизи двух длин волн λ_1 и λ_2 .

Схема такого прибора приведена на рис. 1.4. Свет от исследуемого тела A по световоду B подается к коммутатору K — вращающемуся диску с двумя отверстиями. Отверстия закрыты светофильтрами Φ_1 и Φ_2 , пропускающими свет с длинами волн λ_1 и λ_2 .

Интенсивность света, прошедшего через светофильтры поочередно, регистрируется фотодатчиком D . Определяется отношение этих интенсивностей G . По найденному G можно рассчи-

тать так называемую цветовую температуру T_c . Цветовой температурой тела называют температуру такого черного тела, для которого G имеет то же значение, что и для исследуемого тела.

Соотношение, определяющее T_c , имеет вид

$$\ln G = \frac{C_2}{T_c} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) - 5 \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}. \quad (1.9)$$

Если коэффициент черноты тела не зависит от длины волны («серое тело»), то цветовая температура совпадает с истинной. Если $\varepsilon(\lambda_1, T) \neq \varepsilon(\lambda_2, T)$, истинная температура может быть найдена по формуле

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_c} - \frac{\lambda}{C_2} \frac{\ln \left(\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \right)}{\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}. \quad (1.10)$$

Недостатком пирометра является то, что для определения истинной температуры для него требуется знание $\varepsilon(\lambda_1, T)$ и $\varepsilon(\lambda_2, T)$.

Преимущество двухволнового пирометра состоит в том, что его показания не зависят от расстояния до объекта, размеров тела, ослабления света в атмосфере.

Точность современных пирометров составляет около 1% от максимального значения, измеряемого прибором.

Пирометры нашли широкое применение не только в области высоких температур. Их преимущество состоит в том, что они не требуют контакта с измеряемым объектом. Это дистанционные приборы. Кроме того, пирометры малоинерционны. Время, необходимое для замера температуры, определяется постоянной времени установления показаний фотодетектора. Разрешающая способность пирометров во времени достигает 10^{-6} с. Поэтому пирометры нашли применение и для измерения средних температур, вплоть до комнатной.

Вторым важным параметром, характеризующим термодинамическое состояние системы, является давление. Существует много типов приборов — манометров для измерения давления. Наиболее распространен пружинный и U -образный жидкостный манометры. В настоящее время большое распространение получили также датчики давления, на выходе которых возникает электрический сигнал, однозначно связанный с давлением. Принцип действия некоторых таких манометров для высоких и средних давлений описан ниже.

Тензометрические манометры. Схема прибора представлена на рис. 1.5. Манометр имеет камеру A , одна сторона которой представляет собой гибкую мембрану B . На мембрану нанесена тонкая пленка тензочувствительного материала. Таким материалом может быть пленка Ge или Si n - и p -типов. Мано-

метр подсоединяется к исследуемой системе патрубком K . Если давление в системе отлично от атмосферного, то мембрана прогибается, например, растягивая пленку тензодатчика. Сопротивление пленки при этом меняется. Тензометрический датчик включается в мостовую схему M . Выходной сигнал разбалансировки моста является мерой давления в исследуемой системе.

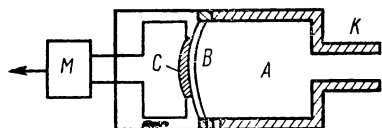


Рис. 1.5. Схема тензометрического манометра

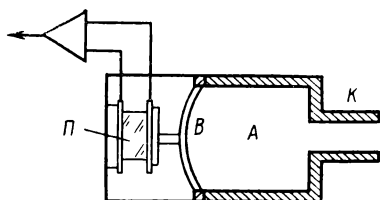


Рис. 1.6. Схема манометра с кварцевым пьезодатчиком

Диапазон измеряемых тензодатчиком давлений лежит в пределах от 10^4 до 10^9 Па. Чувствительность полупроводниковых тензодатчиков определяется коэффициентом $k = \frac{\Delta R}{R \epsilon}$, где $\frac{\Delta R}{R}$ — относительное изменение сопротивления, ϵ — относительная деформация растяжения тензодатчика. Величина k достигает значения 0,1 и более.

Недостатком такого типа манометров является нелинейная зависимость выходного сигнала от давления, которое измеряется. Кроме того, чувствительность таких приборов заметно зависит от температуры.

Широко используется в качестве датчика давления манганиновая проволока. Она изменяет свое сопротивление при наличии объемного сжатия. Относительное изменение ее сопротивления составляет при этом $7,5 \cdot 10^{-2}$ Па $^{-1}$. Температурный коэффициент сопротивления манганина очень мал. Это обеспечивает высокую температурную стабильность тензодатчика давления с использованием манганина.

Широкое распространение получили манометры с использованием пьезодатчиков. В таких датчиках используется пьезоэлектрический эффект, которым обладает ряд веществ, например кварц. Кварцевый датчик представляет собой пластинку P , на противоположных сторонах которой нанесены обкладки в виде напыленных металлических пленок (рис. 1.6). Пластика сжимается прогибающейся мембраной B . При сжатии пластинки кварца на ее обкладках возникают заряд и разность потенциалов, которая затем усиливается и подается на измерительный прибор.

Чувствительность кварцевого датчика достигает 0,1 нКл/Па. Кварцевый датчик может быть использован и в стационарном режиме и в динамическом при изменении давления с частотой до 1 кГц. Диапазон рабочих измеряемых давлений до 10^9 Па.

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 11.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. М.: Наука, 1975. Т. 2. Гл. 1.
3. Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Наука, 1976. § 202.
4. Лысов Е. Ф. Практикум по физике полупроводников. М.: Просвещение, 1976. § 3, 4.
5. Розбери Ф. Справочник по вакуумной технике и технологии. М.: Энергия. 1972. С. 393—403.
6. Юнович А. Э., Остробородова В. В. Спецпрактикум по физике полупроводников. М.: Изд-во МГУ, 1976. С. 17—21.

Лабораторная работа 1.1 ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ТЕРМОСТАТА И ГРАДУИРОВКА ТЕРМОПАРЫ

Введение. В настоящей работе изучается методика использования термостата для различных целей: термостатирования внутренней и внешней системы, для градуировки термопары и определения температуры плавления вещества. В процессе измерений происходит знакомство с работой контактного термометра и системой термостатирования.

Оборудование. Термостат УТ-15, термометр ртутный (точность $0,1^\circ\text{C}$), контактный термометр ТПК на диапазон температур от 0 до 50°C , гальванометр.

Жидкостный термостат УТ-15 является универсальным прибором, имеющим широкий круг применений. Блок-схема термостата представлена на рис. 1.7. Термостат имеет рабочий объем А, заполненный рабочей жидкостью. В объеме А расположены

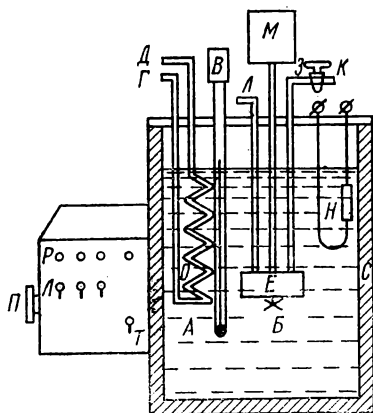


Рис. 1.7. Схема термостата

нагреватели H и змеевик O для охлаждения рабочей жидкости проточной водой. Рабочий объем изолирован слоем стекловаты и заключен в корпус C .

Сверху на корпусе расположена панель, на которой находится мотор M , приводящий в движение нагнетательный и всасывающий клапаны.

сывающий насосы *Е*. Насосы смонтированы на одном валу, конец которого снабжен мешалкой *Б* для перемешивания жидкости в термостате.

Состав жидкости в рабочем объеме зависит от температуры термостатирования и выбирается следующим образом:

а) в диапазоне от 0 до 5—8°C — 30%-ный раствор глицерина,

б) в диапазоне от 5—8 до 100°C — дистиллированная вода,

в) в диапазоне от 75—80 до 100°C — чистый глицерин.

На корпусе термостата укреплена коробка управления, на которой сбоку расположены пакетный выключатель *П* для подключения термостата к сети и предохранители. Спереди на коробке расположены тумблеры включения нагревателей *Л* и сигнальные лампочки *Р*, загорающиеся при включении нагревателей (каждому нагревателю соответствует лампочка, расположенная над тумблером этого нагревателя). Термостат снабжен тремя нагревателями. С их помощью мощность нагрева можно менять ступенчато от 200 до 1100 Вт.

Внизу на коробке управления расположен тумблер включения насосов *Т*.

Через верхнюю панель термостата выведены четыре патрубка. Два из них (*Г* и *Д*) для охлаждения термостата водой из водопроводной сети, два других соединены с насосом термостата. Патрубок *З* — нагнетательный — имеет кран *К* (кран открыт, если его ручка параллельна патрубку). Патрубок *Л* соединен с всасывающим насосом. В настоящей работе жидкостью, заполняющей термостат, является вода.

Термостат допускает два режима работы: внутреннее термостатирование и термостатирование внешней системы. В первом режиме нагнетательный кран *К* должен быть закрыт (ручка крана располагается перпендикулярно патрубку). Во избежание протечки воды во внешнюю систему в настоящей работе дополнительно поставлен зажим на трубке, ведущей от нагнетательного насоса.

Во втором режиме кран нагнетательного насоса открыт, и вода из термостата задает температуру внешней, термостатируемой, системы.

Для поддержания температуры на заданном уровне (термостатирование) имеется система автоматического регулирования. Она включает в себя контактный термометр *В* и реле, расположенные в блоке управления.

Схема устройства контактного термометра приведена на рис. 1.8. Термометр имеет две шкалы 1 (верхняя и нижняя). Вдоль нижней шкалы перемещается столбик ртути 2, в который введен сбоку неподвижный электрический контакт 3. Вдоль верхней шкалы расположен длинный винт 5, по которому может перемещаться овальная гайка 6, соединенная с вольфрамовой гибкой проволокой, входящей своим нижним концом 7 в капилляр с ртутным столбиком. Вольфрамовая проволока

имеет скользящее соединение 8 со вторым контактом термометра 4, называемым подвижным.

Оба контакта выведены в головку термометра 9, соединены с вилкой 10, включающей термометр в цепь реле через гнездо, находящееся на блоке управления. Вращение винта 5 осуществляется с помощью магнита 11 при освобожденном стопорном винте 12.

При вращении винта перемещаются гайка и вольфрамовая проволока в капилляре. Для установки заданной температуры термостатирования вращают винт 5 до совпадения нижнего края гайки со штрихом верхней шкалы, соответствующим заданной температуре. При этом вольфрамовая проволока достигает такого же деления на нижней шкале. После установки заданной температуры магнит закрепляется стопорным винтом 12.

При достижении заданной температуры ртутный столбик замыкает электрическую цепь, соединившись с вольфрамовой проволокой, а реле блока управления отключает нагреватель.

При понижении температуры ниже температуры термостатирования цепь с ртутным столбиком размыкается и реле включает нагреватель.

Контактный термометр устанавливается в специальное гнездо на верхней панели термостата и соединяется кабелем с вилкой, расположенной на блоке управления.

Таким образом, температура жидкости в термостате поддерживается прак-

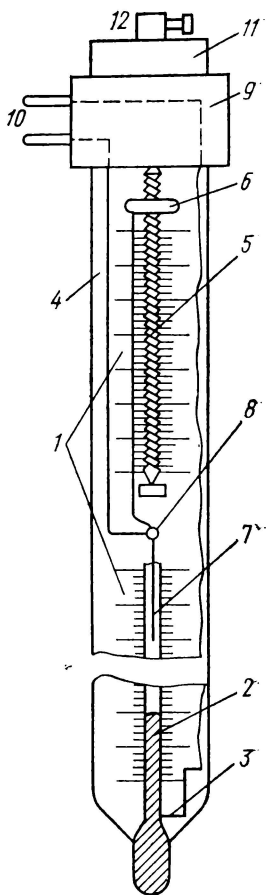


Рис. 1.8. Контактный термометр

тически постоянной. Погрешности стабилизации температуры зависят от мощности нагревателя, используемого при автоматическом регулировании.

Вследствие тепловой инерции элементов термостата происходит небольшое колебание температуры около среднего значения (рис. 1.9, б). Причина этого в том, что нагреватели имеют конечную теплоемкость, а температура их во время работы значительно выше температуры жидкости в термостате. Поэтому даже после выключения нагреватель продолжает не-

которое время отдавать тепло в термостат. Возникает превышение температуры над заданным уровнем на величину δT_1 , которое постепенно уменьшается охлаждающей системой.

Аналогично после включения нагревателей их температура устанавливается не сразу. Поэтому если скорость охлаждения достаточно велика, то температура жидкости в термостате может упасть ниже заданного уровня на некоторую величину δT_2 .

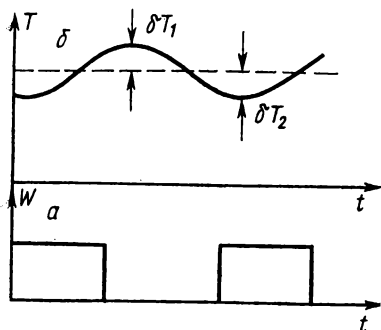


Рис. 1.9. Тепловые колебания в процессе термостатирования:

- а) временная зависимость мощности нагревателя;
б) колебания температуры

В случае охлаждения мощность, отводимая из термостата I , выражается в соотношении $I = K(T_1 - T_2)$, где K — коэффициент теплоотдачи, T_1 — температура жидкости в термостате, T_2 — температура охлаждающей воды. Чем больше мощность нагревателя W , тем быстрее термостат выходит на заданный температурный режим, так как $W = c \frac{dT_1}{dt} - I$, где $\frac{dT_1}{dt}$ — скорость разогрева, c — теплоемкость жидкости в термостате.

Но при большой мощности нагревателя колебания температуры увеличиваются. Аналогично чем больше поток тепла, отводимый через змеевик, тем меньше δT_1 , но возрастает δT_2 . Отметим, что в режиме термостатирования нагреватель работает в прерывистом режиме, а охлаждение непрерывно (рис. 1.9).

Для лучшего термостатирования между величинами W и I подбирается некоторое оптимальное соотношение $W = \alpha I$, где величина α лежит в пределах от 2 до 3. При этом температура в термостате поддерживается с точностью 0,1 К.

Экспериментальная установка. Элементы, необходимые для проведения лабораторной работы, укреплены в специальной экспериментальной стойке (рис. 1.10). Стойка расположена на верхней панели термостата. В стойке находятся следующие элементы. Ртутный термометр T , обладающий точностью 0,1°С для измерения температуры воды в термостате. Градуированная термопара A . Горячий спай термопары расположен внутри термостата, а холодный — закреплен в массивном алюминиевом блоке B и имеет температуру окружающего воздуха T_0 .

Трубка Γ содержит ампулу с исследуемым легкоплавким веществом. Трубка имеет водяную рубашку C , по которой циркулирует вода. Измеряется временная зависимость температуры вещества (*температурный ход*) в процессе нагревания и охлаждения. Температура в ампуле измеряется с помощью тер-

мопары *В*. Горячий спай термопары расположен в ампуле, холодный — в блоке *Б*.

Термопара *Д* предназначена для измерения температуры воды, охлаждающей змеевик. Холодный спай термопары укреплен на входном патрубке змеевика.

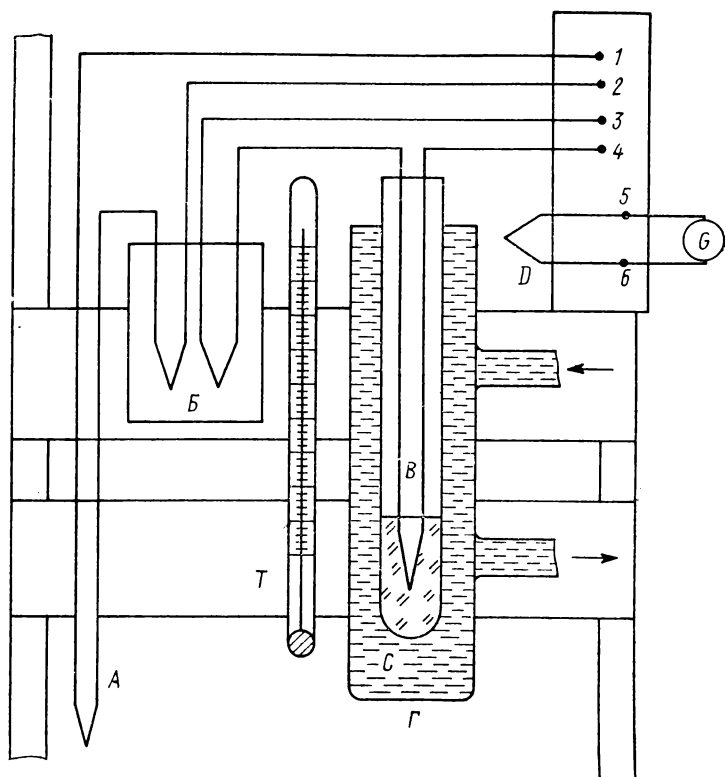


Рис. 1.10. Расположение рабочих элементов в стойке

Концы термопары *А* выведены к клеммам 1, 2 (верхние), термопары *В* — к клеммам 3, 4 (нижние), а термопары *Д* — к клеммам 5, 6. Все термопары идентичны и состоят из пары медь — константан.

Для измерения ЭДС термопар используется микроамперметр *Г*, который может быть подключен к любой паре клемм.

Упражнение 1. Градуировка термопары

Для измерения температуры термопарой необходимо каждому значению термо-ЭДС поставить в соответствие температуру, т. е. проградуировать термопару и построить градуировочный график.

Перед градуировкой микроамперметр G подключить к клеммам 1, 2. Контактный термометр установить на температуру 35°C . Затем необходимо закрыть кран k нагнетательного насоса и зажим на трубке, соединяющий патрубок нагнетательного насоса и экспериментальную трубку.

Включить насос и нагреватель мощностью 400 Вт. Измерять температуру жидкости в термостате через каждые $0,5^{\circ}\text{C}$ по ртутному термометру с точностью $0,1^{\circ}\text{C}$ вплоть до 35°C и одновременно записывать показания J микроамперметра G . По полученным данным построить градуировочный график термопары $J(T)$ в диапазоне температур от комнатной до 35°C .

Определить среднюю чувствительность термопары $\beta = \frac{\Delta I}{\Delta T}$ по току. Зная внутреннее сопротивление микроамперметра R , которое приведено на приборе, и пренебрегая сопротивлением термопары, вычислить термический коэффициент электродвижущей силы термопары $\mu = \frac{\Delta I}{\Delta T} R$.

Упражнение 2. Измерение коэффициента теплоотдачи охлаждающей системы

Исходная температура воды в термостате после выполнения упражнения 1 равна 35°C . Подсоединить микроамперметр к клеммам 5, 6. Выключить нагреватель. Открыть кран проточной воды. Порядок включения проточной воды и установки величины ее потока приведен на рабочем месте.

Включить секундомер и выждать время, в течение которого температура воды в термостате не понизится на 4°C (контроль за температурой воды в термостате вести по ртутному термометру). Рассчитать коэффициент теплоотдачи по формуле

$$K = \frac{c \Delta T}{(T_1 - T_2) \Delta t}, \quad (1.11)$$

где Δt — время охлаждения, ΔT — изменение температуры в результате охлаждения, c — теплоемкость воды, заполняющей термостат (15 л), T_1 — средняя температура воды в термостате в процессе охлаждения, T_2 — температура проточной воды, определяемая по показаниям термопары B .

Рассчитать мощность, необходимую для оптимального термостатирования при температуре воды в термостате T_1 , положив $\alpha = 2$, по формуле

$$W = \alpha c \frac{\Delta T}{\Delta t}. \quad (1.12)$$

Упражнение 3. Измерение температурного хода при плавлении и кристаллизации вещества

Для проведения этого эксперимента используется термопара B , идентичная термопаре A . Поэтому для измерения темпе-

ратуры в ампуле *Г* используется градуировка, полученная в упражнении 1.

Перед началом измерений необходимо охладить термостат до 22—23°С. Для этого надо выключить нагреватель термостата, не меняя потока охлаждающей воды. Микроамперметр подсоединить к клеммам 3, 4. Снять зажим с трубки, соединяющий патрубок нагнетательного насоса с трубкой, где находится исследуемое вещество. Открыть кран *К* нагнетательного насоса. Вода из термостата станет поступать в термостатирующую рубашку трубки *Г*. Объектом исследования является металл галлий, с сильно выраженным свойством переохлаждения (т. е. этот металл может находиться в жидком состоянии при температурах значительно ниже температуры плавления).

После того как в трубке установится температура 22—23°С, выключить охлаждение термостата. Включить нагреватель 400 Вт. Контактный термометр установить на температуру 35°С. Включить секундомер. Измерять температуру исследуемого вещества по термометре *В* с интервалами в 1 мин. Нагрев вести до температуры 34—35°С. Затем выключить нагреватель, открыть кран проточной воды и аналогично провести измерение температурного хода при охлаждении вещества, вплоть до конца процесса кристаллизации металла. Признаком начала кристаллизации является появление горизонтального плато на кривой температурного хода остывания.

Построить график изменения температуры образца как функцию времени при его нагревании и охлаждении.

Определить температуру плавления и кристаллизации вещества.

Контрольные вопросы

1. Нарисовать принципиальную схему системы, использующей резервуар с тающим льдом, для поддержания температуры в термостате ниже комнатной, например 2°С.

2. Можно ли в качестве контактного термометра использовать жидкостный термометр со спиртовым наполнением?

3. Можно ли создать контактный термометр на базе термпарного термометра или термометра сопротивления?

4. Почему термостат снабжен не одним, а несколькими нагревателями?

5. Почему при нагревании или охлаждении термостата проточной водой нужно включать мотор термостата?

6. С какой точностью поддерживается температура в термостате?

7. Какой величиной характеризуется чувствительность термпары?

8. Приведите пример чувствительности какой-либо термпары.

9. Почему второй спай термпары находится в металлическом блоке, а не на воздухе?

10. Влияет ли толщина проводников термопары и их теплоемкость на точность измерений термопарного термометра?

11. В чем преимущество и недостатки термопары по сравнению с ртутным термометром?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 11, 57.
2. Попов М. М. Термометрия и калориметрия. М.: Изд-во МГУ, 1954. Гл. 18.

Лабораторная работа 1.2

ГРАДУИРОВКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТЕРМОМЕТРОВ

Введение. В настоящей лабораторной работе осваиваются методы измерения температуры с помощью полупроводниковых термометров. Изучается метод измерения температуры с помощью полупроводникового диода в режиме постоянного тока, по вольт-амперной характеристике, а также с помощью терморезистора. В процессе работы осваивается работа термостата, мостовой измерительной схемы и других приборов.

Оборудование. Полупроводниковый диод, терморезистор, мостиковая схема, микроамперметр, цифровой вольтметр, термостат, источник постоянного регулируемого напряжения.

В работе изучаются два вида полупроводниковых датчиков температуры. Одним из таких датчиков служит диод с p - n -переходом, работающий в специальном режиме. Для определения температуры снимается вольт-амперная характеристика диода. Зависимость между током и напряжением для диода определяется соотношением 1.3. Из этого соотношения следует, что $\ln J$ является линейной функцией напряжения V :

$$\ln J = \ln C - \frac{e_g}{2kT} + \frac{eV}{kT}. \quad (1.13)$$

Построив экспериментальный график зависимости $\ln J$ от V , можно найти тангенс наклона графика $M = \frac{d \ln J}{dV}$. Он равен e/kT . Отсюда можно рассчитать величину температуры по формуле

$$T = \frac{e}{kM}. \quad (1.14)$$

Этот метод дает возможность измерить температуру без предварительной градуировки датчика.

Второй метод измерения температуры может быть осуществлен при использовании полупроводникового диода в режиме постоянного тока. Из формулы (1.13) следует, что при посто-

янном токе J напряжение на диоде является линейной функцией температуры T :

$$V = AT + B. \quad (1.15)$$

Здесь A и B — константы, не зависящие от температуры. Значения A и B определяются при градуировке датчика.

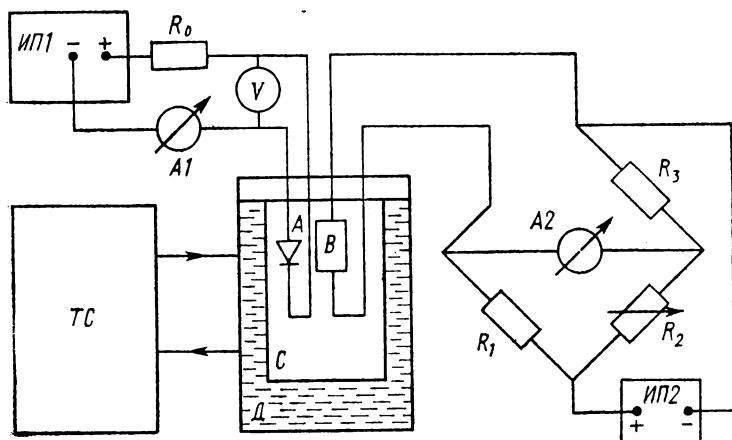


Рис. 1.11. Схема измерительной установки

Другим видом температурного полупроводникового датчика является терморезистор. Сопротивление терморезистора сильно зависит от температуры. Градуировка такого резистора производится обычно с помощью термпарного или жидкостного термометра.

Экспериментальная установка. Блок-схема установки приведена на рис. 1.11. Изучаемые термодатчики A — кремниевый диод Д-814 и терморезистор типа Т8Р — помещены в латунную капсулу C , заполненную глицерином. Глицерин увеличивает теплообмен со стенками

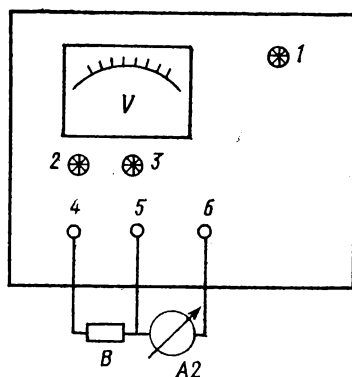


Рис. 1.12. Схема подключения термометра сопротивления к источнику питания

капсулы. Капсула находится в резервуаре D , термостатируемом с помощью термостата. Напряжение с источника питания $ИП-1$ через ограничивающее сопротивление R_0 подается на диод и измеряется вольтметром V . Ток в цепи диода измеряется микроамперметром $A1$.

Термистор B включен в плечо мостовой схемы, питаемой от источника напряжения ИП-2. Балансировка моста производится с помощью сопротивлений R_1 и R_2 . Ток, возникающий при разбалансировке схемы, измеряется прибором А2. В небольшом температурном интервале можно считать величину показаний прибора А2 пропорциональной изменению сопротивления терморезистора.

На рис. 1.12 представлена передняя панель прибора ИП-2. На ней расположен тумблер включения I , вольтметр, регистрирующий напряжение, подаваемое на мостиковую схему. Ручки 2 и 3 позволяют балансировать мостиковую схему (соответственно грубо и точно). Терморезистор подключается к клеммам 4, 5. Индикатор мостиковой схемы подключается к клеммам 5, 6.

Упражнение 1. Снятие вольт-амперной характеристики полупроводникового датчика температуры

Перед включением схемы прибор А1 необходимо перевести на самую грубую шкалу (15 мА).

Затем включить термостат и мотор насоса, нагнетающего воду в резервуар Д. Нагреватели не включать. В этом режиме температура диода А остается неизменной и равной температуре воды в термостате. В таком режиме снимается вольт-амперная характеристика диода.

Для этого сначала включаются источник питания ИП-1 и цифровой вольтметр V. Вольтметр должен быть переведен на шкалу, позволяющую измерять напряжение с точностью 0,001В.

Ручкой на панели прибора ИП-1 добиться нулевого показания прибора А1 (ток через диод). Перевести шкалу токового прибора А1 на 0,15 мА. Снять вольт-амперную характеристику диода, постепенно увеличивая напряжение на диоде. По мере увеличения тока необходимо переключать прибор А1 на более грубую шкалу.

При увеличении тока через диод сопротивление его уменьшается и становится значительно меньше ограничивающего сопротивления R_0 . Поэтому напряжение на диоде значительно меньше, чем напряжение, создаваемое источником ИП-1.

Вольт-амперная характеристика снимается в диапазоне токов, указанных на установке. По полученным данным построить график зависимости $\ln I$ от V. Найти тангенс наклона линейного участка графика. По формуле (1.14) рассчитать температуру диода.

Упражнение 2. Градуировка полупроводниковых термометров

В упражнении производится градуировка двух термометров, один из которых — полупроводниковый диод, работающий в ре-

жиме постоянного тока. Для этого сопротивление диода должно быть много меньше, чем нагрузочное сопротивление R_n . Тогда ток в цепи диода остается практически постоянным, несмотря на изменение температуры и сопротивления диода в процессе градуировки. Рабочий ток диода указан на установке.

После того как ток диода установлен, в дальнейшем при градуировке напряжение источника питания ИП-1 не меняется. В процессе градуировки при изменении температуры меняется сопротивление диода, а вместе с ним и падение напряжения на диоде. Погрешность измерения напряжения на диоде не должна превосходить 0,001 В. Измерение ведется с помощью цифрового вольтметра V.

Включение схемы с термистором производится тумблером 1 на панели прибора ИП-2. Напряжение питания мостиковой схемы указано на установке. Ручками 2 и 3 сбалансировать мост (показания прибора А2 не должны превосходить 2—3 делений его шкалы). После этого термометр готов к градуировке.

Градуировка обоих датчиков ведется параллельно в режиме непрерывного нагрева. Для этого включается один нагреватель термостата на 200 Вт. Нагрев ведется до 50°С. Через каждые 2 К необходимо записывать показания вольтметра V и индикатора А2. По мере увеличения показаний индикаторного прибора необходимо переводить его на более грубую шкалу.

По окончании эксперимента построить график зависимости напряжения на диоде V от температуры. Рассчитать константы A и B, соответствующие формуле (1.15) для линейной части графика. Для линейной части графика найти чувствительность термометра $\beta = \frac{\Delta V}{\Delta T}$ в В/К.

Построить график зависимости тока I индикаторного прибора А2 от температуры. Построить график токовой чувствительности термометра $\alpha = \frac{\Delta I}{\Delta T}$ от температуры в мкА/К.

Упражнение 3. Снятие вольт-амперной характеристики полупроводникового датчика температуры при повышении температуры

По достижении температуры 50°С необходимо еще раз снять вольт-амперную характеристику диода аналогично тому, как это делалось в первом упражнении. По полученным данным построить график зависимости $\ln I$ от V. Определить новую температуру. Сравнить ее с той, которая была получена в первом упражнении.

Контрольные вопросы

1. В чем преимущества и недостатки полупроводниковых термометров по сравнению с термопарными и жидкостными?
2. Как ведет себя с температурой чувствительность полупроводникового диодного термометра?

3. При каких температурах выгоднее применять полупроводниковые термометры?

4. Какой полупроводник выгоднее использовать для термометра: с большой величиной ε_g или с малой (см. формулу (1.4))?

5. Как зависит чувствительность терморезисторного термометра сопротивления от температуры?

6. Какой тип термометров более подходит для исследования процессов с переменной температурой: термопарный или полупроводниковый?

7. Является ли сигнал разбалансировки, регистрируемый прибором А2, линейной функцией изменения сопротивления термистора?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 11.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. М.: Наука, 1975. Т. 2. Гл. 1, § 5, 6.
3. Юнович А. Э., Остробородова В. В. Спецпрактикум по физике полупроводников. Ч. 2. М.: Изд-во МГУ, 1976. С. 5—32.

2. ЛАБОРАТОРИЯ КАЛОРИМЕТРИИ

Экспериментальная методика и аппаратура. Целью настоящего раздела является изучение различных типов калориметрических систем: диатермической, адиабатической, изотермической, дифференциальной и ряда других. Осваиваются методы измерения теплоемкости твердых, жидких и газообразных тел, теплоты фазового перехода, теплоты, выделяющейся при различных физико-химических процессах. Исследуется зависимость теплоемкости твердого тела от температуры.

В разделе изложены достоинства и недостатки различных методик измерения, диапазон рабочих параметров, точность измерений.

В работах, относящихся к этому разделу, используются такие приборы, как калориметры различных систем, термостаты, различные термометры, самописцы, дифференциальные осциллографы и другая аппаратура.

Калориметры являются важнейшим прибором в физико-химических исследованиях. Блок-схема калориметра представлена на рис. 2.1. Калориметрическая система состоит из собственно калориметра — капсулы 1 (в литературе используются также термины «ячейка» и «гильза») и внешней оболочки 2. В капсуле размещаются исследуемое вещество, а также термометр 3 (термопарный или термометр сопротивления) и нагреватель 4. В зависимости от метода измерения могут использоваться оболочки: с вакуумной термоизоляцией, с большой теплоемкостью, с нагревателем или без него.

С помощью калориметра определяются количество тепла, выделившееся в капсуле с исследуемым веществом, а также сопутствующее изменение температуры системы.

Капсулы изготавливают обычно из вещества с большой теплопроводностью и малой теплоемкостью. Это необходимо для уменьшения внутренних градиентов температуры и уменьшения теплоемкости капсулы по сравнению с теплоемкостью образца. Обычно капсулы изготавливают из меди, серебра или алюминия. Современные калориметры позволяют вести измерения с малыми количествами вещества 10—20 мг, а объем капсулы может быть 1—5 см³ и менее.

Существует большое число разнообразных калориметров. По специфике температурного поведения капсулы калориметры можно разделить, например, на диатермические, адиабатические, изотермические. Рассмотрим особенности таких калориметров.

Диатермический метод отличается тем, что в нем существенную роль играет теплообмен между капсулой и оболочкой.

В ходе этого теплообмена температура капсулы меняется. Теплообмен может происходить путем теплоизлучения, конвекции и теплопроводности. Закон теплообмена определяется геометрией калориметра и его температурой T_k . Оценить вклад теплоизлучения в теплообмен капсулы можно по формуле $\dot{Q}_T = \sigma \epsilon s (T_k^4 - T_0^4)$, где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²·К⁴, s и ϵ — площадь поверхности и коэффициент поглощения капсулы, T_0 — температура оболочки. Конвективной теплопередачей практически мож-

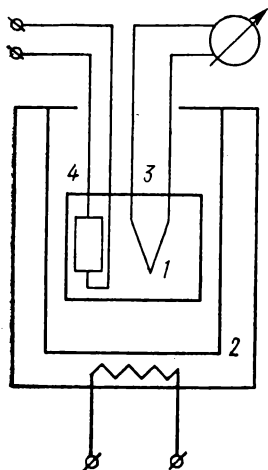


Рис. 2.1. Схема калориметра

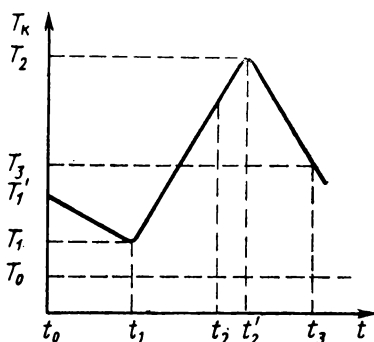


Рис. 2.2. Изменение температуры калориметра в процессе измерения теплоемкости образца

но пренебречь, если выполняется соотношение $d^3(T_k - T_0) \leq 5,9$, где d — максимальный зазор (в см) между оболочкой и капсулой. Потери тепла определяются размерами и конструкцией капсулы. В общем случае закон теплообмена между капсулой и оболочкой может быть описан соотношением

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \alpha (T_k - T_0), \quad (2.1)$$

где α — коэффициент теплопередачи, а $\partial Q/\partial t$ — поток тепла, получаемый капсулой. Если теплоизлучение мало, то для многих задач калориметрии α можно считать постоянной величиной.

Диаметрический метод может применяться, например, для измерения теплоемкости вещества. Для этого в капсулу с помощью электрического нагревателя вводится известное количество тепла Q . В процессе нагрева температура оболочки поддерживается постоянной и равной T_0 . Для этого оболочка, например, заполняется водой при заданной температуре T_0 .

Эксперимент проводится в три этапа (рис. 2.2). Предположим, что вначале температура капсулы T_1 больше T_0 . Тогда в течение некоторого времени от t_0 до t_1 (первый этап) капсула будет охлаждаться за счет теплообмена с оболочкой. Скорость изменения температуры вблизи T_1 обозначим через $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{T_1}$. Во втором — главном этапе нагреватель капсулы включается в момент времени t_1 и выключается в момент t_2 . После достижения максимального значения T_2 температура капсулы вновь станет убывать, с новой скоростью $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{T_2}$ — третий этап.

Теплоемкость образца может быть рассчитана из уравнения теплового баланса

$$Q = cm(T_2 - T_1) + H(T_2 - T_1) + \alpha \int_{t_1}^{t_2} (T_k - T_0) dt. \quad (2.2)$$

Здесь H — тепловой эквивалент (теплоемкость) капсулы, m — масса образца.

Из соотношения (2.2) следует выражение для искомой теплоемкости:

$$c = \frac{Q}{m(T_2 - T_1 + \theta)} - \frac{H}{m}, \quad (2.3)$$

где θ — поправка, учитывающая теплообмен капсулы с оболочкой.

Количество тепла q , отдаваемое капсулой в течение главного этапа оболочке, выражается соотношением

$$q = \alpha \int_{t_1}^{t_2} (T_k - T_0) dt. \quad (2.4)$$

Поправка θ связана с q выражением

$$\theta = \frac{q}{cm + H}. \quad (2.5)$$

Этот же метод можно использовать для измерения теплоты фазового перехода λ , например теплоты плавления. Температурный ход капсулы с образцом в этом случае представлен на рис. 2.3.

Исходное уравнение теплового баланса запишется в следующем виде:

$$Q = c_{\text{т}} m (T_{\text{пл}} - T_1) + c_{\text{ж}} m (T_2 - T_{\text{пл}}) + \lambda m + \alpha \int_{t_1}^{t_2} (T_k - T_0) dt, \quad (2.6)$$

здесь $T_{\text{пл}}$ — температура плавления образца, а $c_{\text{т}}$ и $c_{\text{ж}}$ — соответственно теплоемкости твердой и жидкой фаз образца.

В этом случае поправку на теплообмен с оболочкой необходимо получать численным интегрированием функции $(T_k - T_0)$. Указанный метод измерения отличается своей простотой. Однако и в нем необходимо делать поправку на теплообмен, что не всегда удобно и просто.

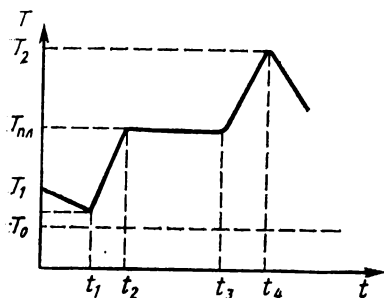


Рис. 2.3. Изменение температуры калориметра в процессе измерения теплоты плавления образца

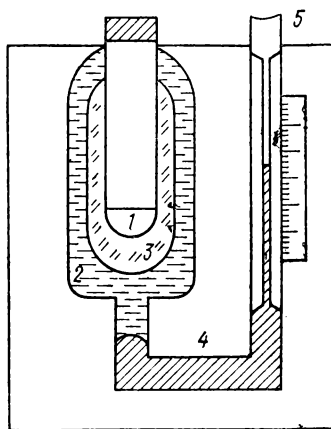


Рис. 2.4. Схема изотермического калориметра

В изотермическом методе измерения в течение опыта температура исследуемого вещества в капсуле не меняется. Это достигается тем, что капсула окружается оболочкой с легко испаряющимся или плавящимся веществом, например льдом или жидким азотом. Все тепло Q , которое выделяется в ходе исследуемого процесса, идет на изменение агрегатного состояния вещества, заполняющего оболочку. Оно может быть рассчитано по формуле $Q = \lambda \Delta m$, где Δm — масса вещества, изменившего агрегатное состояние, а λ — теплота фазового перехода.

Блок-схема такого изотермического калориметра представлена на рис. 2.4. Капсула с исследуемым веществом 1 окружена оболочкой 2, в которой находится вода. Перед началом измерений на капсулу наращивается слой льда 3, например, путем введения хладагента с температурой ниже 0°C . Снизу к оболочке присоединена трубка 4, заполненная ртутью. Вверху трубки переходит в измерительный капилляр 5 известного диаметра.

Для проведения эксперимента исследуемое вещество вводят в капсулу. Тепло, выделяющееся в ходе исследуемого процесса, поглощается в оболочке. При этом некоторая часть льда тает. Удельные объемы льда и воды заметно различаются. Удельный объем воды V_v меньше, чем удельный объем льда

$V_{\text{л}}$. Поэтому уровень ртути в измерительном капилляре понижается. Зная изменение объема, занятого ртутью ΔV , можно рассчитать массу растаявшего льда:

$$\Delta m = \frac{\Delta V}{V_{\text{л}} - V_{\text{в}}}. \quad (2.7)$$

Полученное значение Δm используется для расчета величины Q .

Изотермический калориметр применяется, например, для определения теплоемкости вещества c . Для этого в калориметр вводится некоторое количество вещества M с известной температурой T несколько выше, чем $T_0 = 0$. После выравнивания температуры калориметра и вещества определяются масса растаявшего льда Δm и количество тепла, отданного при этом Q . Теплоемкость рассчитывается по формуле

$$c = \frac{Q}{M(T_0 - T)}. \quad (2.8)$$

Адиабатический метод измерения. В адиабатическом калориметре теплообмен между капсулой и оболочкой сведен до минимума. Это осуществляется различными способами: либо термоизоляцией с помощью вакуумной рубашки, либо путем поддержания температуры оболочки, равной температуре капсулы.

На рис. 2.5 представлена блок-схема адиабатического калориметра. Образец A размещается в капсуле K , обычно выполняемой из окиси алюминия, внутренней

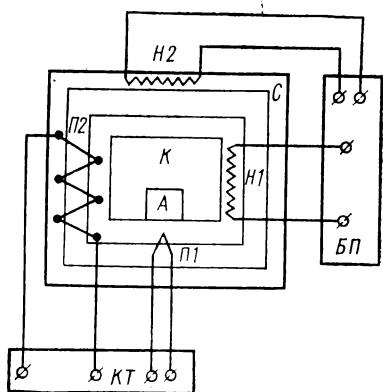


Рис. 2.5. Схема адиабатического калориметра

покрывается слоем хорошо проводящего тепло материала. В капсуле имеется нагреватель $H1$. Температуру образца регистрирует термопара $\Pi 1$. Оболочка C содержит нагреватель $H2$. Термопара $\Pi 2$ регистрирует разность температур капсулы и оболочки. Автоматическое поддержание равенства температур капсулы и оболочки осуществляется с помощью блока контроля за температурой $КТ$ и управляемого им блока питания $БП$.

При измерении теплоемкости в капсулу вводится образец массы m и производится его нагрев. Пусть нагреватель работает в режиме постоянной мощности Q известной величины. В адиабатическом калориметре можно считать, что все тепло

идет на нагрев капсулы и образца. Для измерения теплоемкости в таком режиме регистрируется температурный ход $T(t)$ капсулы с образцом (рис. 2.6, а).

Из уравнения теплового баланса

$$\frac{dQ}{dt} = H \frac{dT_K}{dt} + cm \frac{dT_K}{dt}$$

следует, что

$$c = \frac{\frac{\partial Q}{\partial t}}{m \frac{dT_K}{dt}} - \frac{H}{m}. \quad (2.9)$$

На рис. 2.6, а представлен температурный ход адиабатического калориметра при измерении теплоемкости. На рис. 2.6, б — соответствующая этому ходу зависимость теплоемкости от температуры.

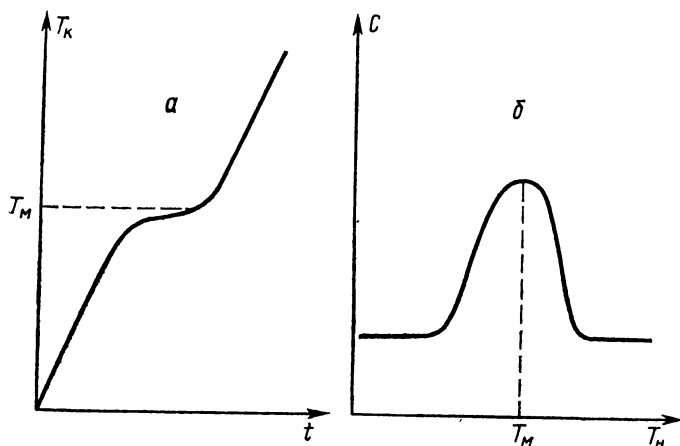


Рис. 2.6. Измерение теплоемкости с помощью адиабатического калориметра: а) изменение температуры в капсуле калориметра; б) температурная зависимость измеряемой теплоемкости C

Измерение теплоемкости этим методом можно вести непрерывно в широком интервале температур до 1000°C , используя автоматические системы, производящие дифференцирование кривой $T_K(t)$.

Точность поддержания температуры в калориметрах этого типа достигает $0,005\text{ K}$, точность измерений — $1\text{--}3\%$.

Адиабатический калориметр может быть использован и для определения теплоты фазового перехода λ . В этом случае удобен метод смешения. Образец при температуре $T' > T_{\text{пл}}$ вводится в термоизолированную капсулу. После установления теп-

лового равновесия с температурой $T_2 < T_{пл}$ в капсуле можно записать

$$H(T_2 - T_1) = mc_{ж}(T' - T_{пл}) + mc_{т}(T_{пл} - T_2) + m\lambda, \quad (2.10)$$

где T_1 — начальная температура капсулы, T' — начальная температура образца.

При использовании адиабатических калориметров нет необходимости вводить поправку на теплообмен капсулы с оболочкой, что значительно упрощает расчеты. Однако метод этот целесообразно применять в тех случаях, когда исследуются достаточно медленные процессы, так как в этом случае легче осуществить слежение за температурой капсулы. В калориметрах такого типа потери на теплообмен не превосходят 0,01% введенного тепла.

Одной из разновидностей адиабатического калориметра является *импульсный калориметр*. В нем нагрев образца происходит коротким импульсом тока или лучистой энергии так, чтобы за время импульса теплообменом образца можно было пренебречь. Этот метод обычно применяется при высоких температурах. Трудности этого метода заключены в необходимости малоинерционного температурного датчика, позволяющего измерять изменение температуры образца к концу импульса нагрева.

Широкое распространение получил метод *дифференциального калориметра*. В таком калориметре имеются две капсулы 1 и 2 (рис. 2.7). Их тепловые значения H подбираются по воз-

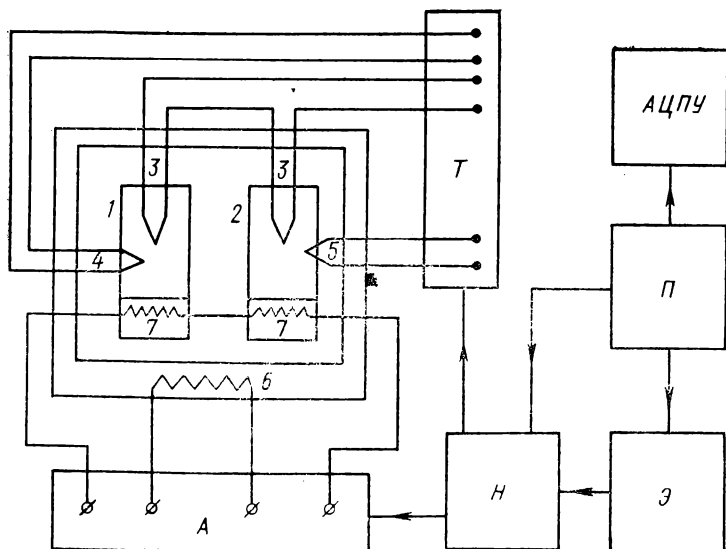


Рис. 2.7. Схема дифференциального калориметра

можности одинаковыми. Одна из капсул заполняется исследуемым веществом, а другая — остается пустой или заполняется эталонным веществом. В системе одновременно измеряются с помощью дифференциальной термопары 3 разность температур капсул, а также температуры каждой из капсул отдельно (термопары 4 и 5). Нагреватели 6 и 7 располагаются в оболочке и в каждой из капсул.

Процесс измерения может идти при нагреве капсул и оболочки. Так, например, для измерения теплоемкости c в одну из капсул вводится исследуемый образец. Капсулы нагреваются за счет теплообмена с оболочкой. Уравнения теплового баланса для каждой из капсул запишутся так:

$$\alpha(T_0 - T_1) = \frac{dT_1}{dt} H, \quad (2.11)$$

$$\alpha(T_0 - T_2) = \frac{dT_2}{dt} (H + mc) + \frac{d\lambda}{dt}, \quad (2.12)$$

где λ — тепло, выделяемое в образце в ходе исследуемого процесса, T_1 и T_2 — температуры капсул 1 и 2. Величины T_0 , T_1 , T_2 являются функциями времени. Из этих соотношений можно получить выражение для расчета теплоемкости

$$c = \frac{\alpha \Delta T}{m} \left(\frac{dT_2}{dt} \right)^{-1} + \frac{H}{m} \left(\frac{dT_2}{dt} \right)^{-1} \frac{d}{dt} \Delta T, \text{ где } \Delta T = T_1 - T_2. \quad (2.13)$$

На рис. 2.8 представлен временной ход величин T_0 , T_1 , T_2 , ΔT при измерении теплоемкости вещества. Если теплоемкость

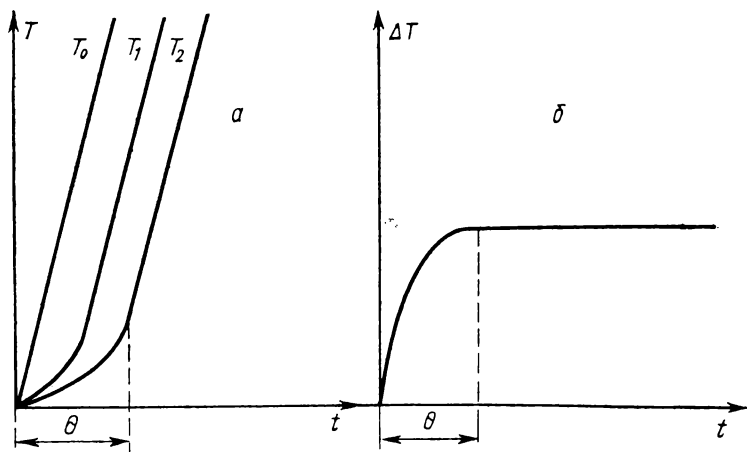


Рис. 2.8. Измерение теплоемкости с помощью дифференциального калориметра: а) изменение температуры оболочки T_0 , капсулы без образца T_1 , капсулы с образцом T_2 ; б) изменение разности температур $\Delta T = T_1 - T_2$

не зависит от температуры, то, спустя некоторое время θ , разность ΔT становится постоянной. При этом имеет место $\frac{d}{dt} \times \Delta T = 0$, а теплоемкость выражается соотношением

$$c = \frac{\alpha \Delta T}{m \left(\frac{dT_2}{dt} \right)}. \quad (2.14)$$

Величина θ является характеристическим временем установления теплового равновесия в капсуле.

Если теплоемкость c меняется с температурой, то формулой (2.14) можно пользоваться при достаточно малой скорости нагрева капсулы. В этом случае калориметр позволяет производить непрерывное измерение теплоемкости образца вещества c в широком интервале температур.

Интервал времени Δt , в течение которого измеряется теплоемкость, должна удовлетворять требованию $\Delta t > \frac{H}{\alpha}$. Полученное значение теплоемкости c является усредненным по интервалу температур:

$$\tau = \frac{dT_2}{dt} \Delta t.$$

При измерении теплоты фазового перехода, например теплоты плавления λ , нагрев калориметра ведется от некоторой начальной температуры T_n до $T_k > T_{пл}$. На рис. 2.9 представлен

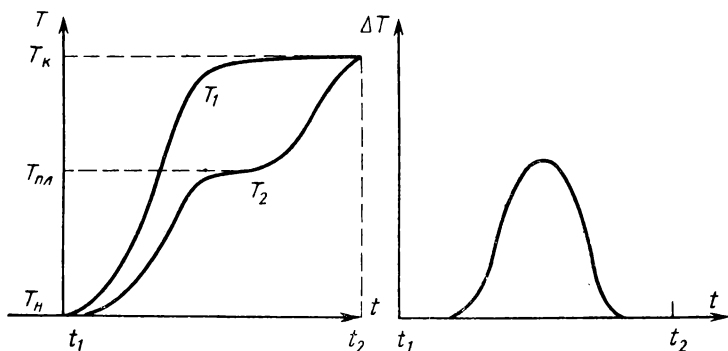


Рис. 2.9. Измерение теплоты плавления с помощью дифференциального калориметра: а) изменение температуры капсулы без образца T_1 , капсулы с образцом T_2 ; б) изменение разности температур $\Delta T = T_1 - T_2$

температурный ход $T_1(t)$, $T_2(t)$, $\Delta T(t)$ при измерении теплоты плавления с помощью дифференциального калориметра. В процессе плавления в одной из капсул происходит поглощение тепла λ . Если начальная и конечная температуры T_n и T_k для

обеих капсул одинаковы, то выражение для λ , полученное из уравнений теплового баланса (2.11), (2.12), может быть записано в виде

$$\lambda = \alpha \int_{t_1}^{t_2} (T_1 - T_2) dt - \int_{T_H}^{T_K} m c dT. \quad (2.15)$$

Для определения λ необходимо графически интегрировать разность температур $T_1 - T_2$. Кроме того, необходимо знать температурную зависимость теплоемкости исследуемого вещества как в жидком, так и в твердом состоянии.

Дифференциальные калориметрические системы позволяют автоматизировать процесс измерения, обработку данных, вывод их на печать и графопостроитель. Блок-схема такой автоматизированной системы приведена на рис. 2.7. В нее помимо самого калориметра входят также блок измерения температуры T , блок управления нагревателями A и блок синхронизации $Э$. Управление осуществляется с помощью компьютера $П$ и интерфейса $Н$. Выдача данных производится на графопостроитель и алфавитно-цифровое печатающее устройство АЦПУ. Блок-программа управления работой системы при измерении теплоемкости вещества приведена на рис. 2.10. Исходными данными, вводимыми в память процессора, являются масса m и μ — молекулярный вес образца, скорость нагрева $\frac{dT}{dt}$, начальная температура T_0 , интервал τ , по которому производится усреднение теплоемкости, максимальная температура в опыте T_m , градуировочная постоянная a .

После их ввода подается команда на нагрев образца от температуры T_0 до $T_0 + \tau$. Регистрируется временная зависимость $T_1(t)$ и $\Delta T(t)$. По этим данным рассчитывается c . Одновременно на графопостроитель выводятся значения ΔT и T_1 .

Измерение c на каждом интервале τ производится циклически вплоть до T_m . Величина c и температура T_1 , при которой проведено измерение, выводятся на АЦПУ.

Метод дифференциального калориметра отличается высокой чувствительностью. Поэтому он может применяться для изучения явления абсорбции газа, измерения теплового эффекта при растворении газов в жидкостях и других процессов.

Запись температурного хода в калориметрических процессах обычно производят с помощью автоматических потенциометров и мостов. Принцип действия таких приборов иллюстрируется схемами на рис. 2.11 и 2.12.

На рис. 2.11 представлена блок-схема потенциометра-самописца для регистрации показаний термопарных датчиков температуры. Термопара или другой датчик напряжения включаются последовательно с реохордом AB . На реохорд AB подается постоянное напряжение с источника стабилизированного на-

пряжения ИПС. Напряжение, снимаемое с участка OB реохорда, включено навстречу ЭДС термопары. Разность этих напряжений усиливается усилителем $У$, преобразуется в переменное

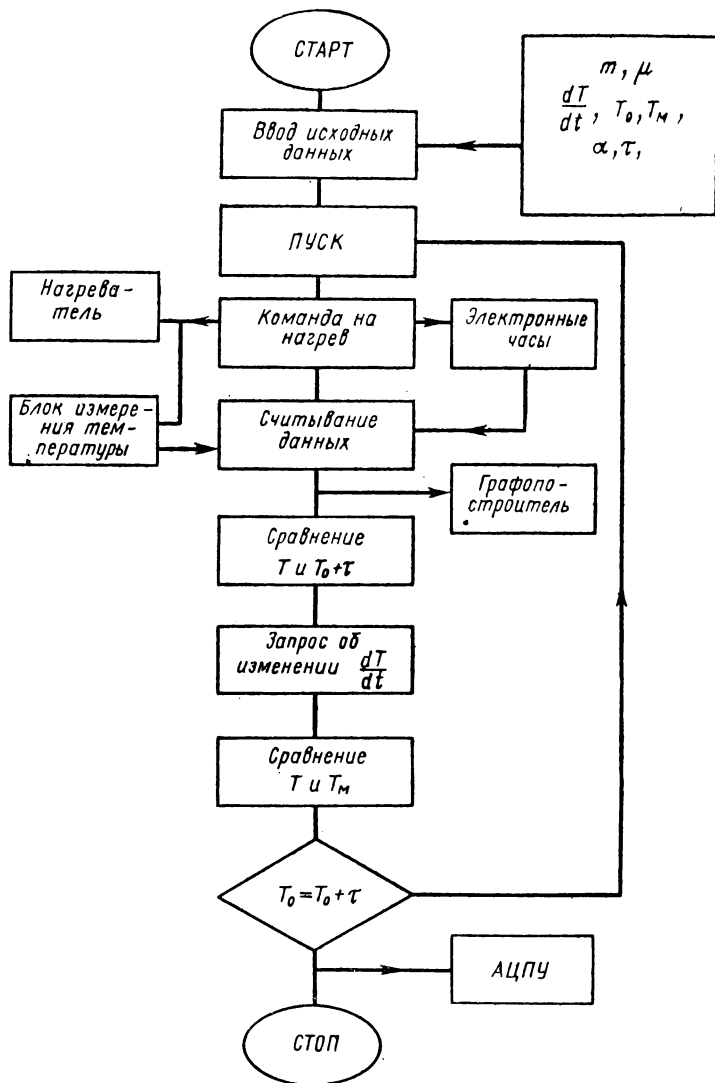


Рис. 2.10. Блок-программа для системы автоматического измерения теплоемкости с помощью дифференциального калориметра

напряжение 50 Гц и подается на реверсивный мотор M . Мотор при своем вращении перемещает стрелку указателя вдоль шкалы самописца, проградуированной в кельвинах или милливольт-

тах. Кроме того, мотор поворачивает ось, на которой укреплен движок реохорда. Перемещение движка происходит так, что напряжение $U_{ОВ}$ приближается к величине измеряемой ЭДС, имея противоположный знак, пока полностью не компенсирует ее. В этот момент сумма напряжений на входе усилителя становится равной нулю, и мотор останавливается.

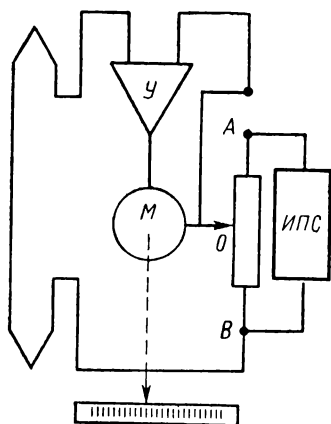


Рис. 2.11. Схема самописца — измерителя температуры с термопарным термометром

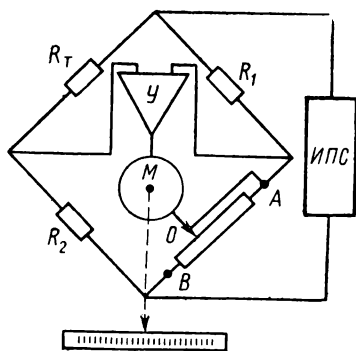


Рис. 2.12. Схема самописца — измерителя температуры с термометром сопротивления

На рис. 2.12 представлена блок-схема системы для записи показаний термометра сопротивления. В этом случае напряжением, управляющим работой схемы, является сигнал разбалансировки моста, состоящего из термометрического сопротивления R_T , сопротивлений R_1 и R_2 и переменного сопротивления R_n . Мостовая схема питается от источника напряжения ИПС. Сигнал разбалансировки преобразуется в переменное напряжение частоты 50 Гц, усиливается и подается на реверсивный мотор. Мотор перемещает контакты сопротивления R_n до тех пор, пока мост вновь не сбалансирован, а сигнал разбалансировки не станет равным нулю.

Самописец имеет два режима работы. В первом включаются только усилитель и реверсивный мотор. При этом стрелка указателя, перемещаясь вдоль шкалы, указывает измеряемую температуру. Во втором — включается и мотор лентопотяжного механизма. Бумажная лента начинает перемещаться вертикально сверху вниз. Скорость движения ленты можно менять ступенчато в диапазоне от 6 до 600 мм/ч.

На указателе укреплено перо, вычерчивающее график зависимости измеряемой температуры от времени. Ось абсцисс (время) располагается снизу вверх, а ось ординат (ЭДС или температура) — по горизонтали слева направо.

Лабораторная работа 2.1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ СПИРТА

Введение. В настоящей лабораторной работе изучается методика определения теплоемкости жидкости калориметрическим способом. В процессе измерения и обработки данных отрабатываются техника записи температурного хода образца, введение температурных поправок. Осваивается работа с такими приборами, как калориметр, самописец, термометр сопротивления.

Принадлежности: калориметр, термометр сопротивления, источник питания термометра, самописец-потенциометр.

В настоящей работе производится измерение теплоемкости спирта в диатермическом калориметре. По определению удельная теплоемкость жидкости определяется соотношением

$$c = \frac{Q}{m\Delta T},$$

где m — масса вещества, Q — количество полученного им тепла, ΔT — изменение температуры жидкости в процессе нагрева. В диатермическом калориметре вводимое в капсулу тепло идет на нагрев капсулы, исследуемого вещества и на теплообмен с оболочкой.

Процесс измерения включает в себя три этапа, представленные на рис. 2.2. Начальный этап — охлаждение от температуры T_1' до T_1 . Главный этап — нагрев от T_1 до T_2 , конечный этап — охлаждение от T_2 до T_3 .

Эксперимент начинается с определения теплоемкости калориметра H . Для этого сначала опыт проводят с веществом, имеющим известную теплоемкость, — водой. Теплоемкость H находят, пользуясь соотношением

$$H = \frac{Q}{\Delta T + \theta} - m_{\text{в}} c_{\text{в}}, \quad (2.16)$$

где $m_{\text{в}}$ и $c_{\text{в}}$ — массы и теплоемкость воды, Q — количество введенного тепла, θ — температурная поправка, связанная с теплообменом капсулы и оболочки, а $\Delta T = T_2 - T_1$.

Второй опыт проводится с исследуемым веществом. Его теплоемкость рассчитывается по формуле

$$c = \frac{Q}{m(\Delta T + \theta)} - \frac{H}{m}, \quad (2.17)$$

где m — масса исследуемого вещества. Температурная поправка выражается соотношением

$$\theta = \frac{\alpha}{mc + H} \int_{t_1}^{t_2} (T - T_0) dt, \quad (2.18)$$

где T_0 — температура оболочки. В условиях проводимого опыта диапазон изменения температуры невелик — 2—3 К. Поэтому закон теплообмена капсулы с оболочкой хорошо следует формуле (2.1). Температурный ход капсулы на главном этапе опыта можно с достаточной степенью точности считать линейным и записать его аналитическое выражение в виде

$$T = \frac{T_2 - T_1}{t'_2 - t_1} t + \frac{t'_2 T_1 - t_1 T_2}{t'_2 - t_1}. \quad (2.19)$$

После подстановки T в (2.18) и интегрирования получаем соотношение

$$\theta = \frac{1}{2} \alpha (t'_2 - t_1) [(T_2 - T_0) + (T_1 - T_0)] \frac{1}{(mc + H)}. \quad (2.20)$$

На первом и третьем этапах опыта, когда нагреватель выключен, имеют место следующие соотношения:

$$\frac{\alpha(T_1 - T_0)}{mc + H} = \left(\frac{dT}{dt} \right)_{T_1}, \quad \frac{\alpha(T_2 - T_0)}{mc + H} = \left(\frac{dT}{dt} \right)_{T_2}. \quad (2.21)$$

Подставляя эти выражения в формулу (2.20), получаем окончательное выражение для температурной поправки:

$$\theta = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{dT}{dt} \right)_{T_1} + \left(\frac{dT}{dt} \right)_{T_2} \right] (t'_2 - t_1). \quad (2.22)$$

Экспериментальная установка. Блок-схема установки представлена на рис. 2.13. Капсула калориметра представляет собой латунный цилиндр A . Внутри цилиндра заливается исследуемая жидкость B . Там же располагаются термометр сопротивления C и нагреватель H . Мостовая схема и источник питания термометра находятся в блоке ИП-1. Выходное напряжение разбалансировки моста подается на самописец КСП.

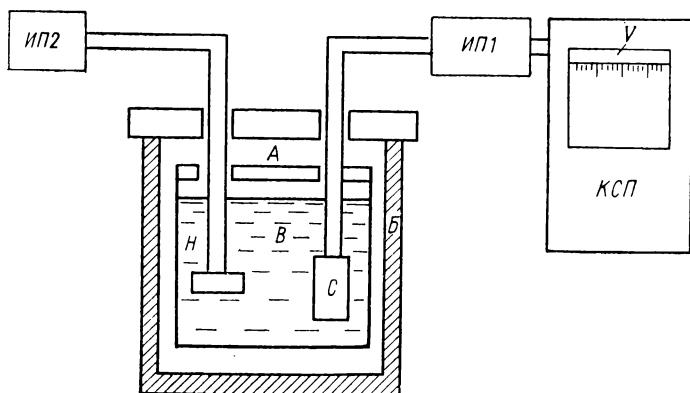


Рис. 2.13. Схема измерительной установки

Нагреватель питается от источника напряжения ИП-2. Внешняя оболочка представляет собой массивный медный блок *Б*, помещенный в термостат с водой *К*. В течение всего эксперимента можно считать температуру оболочки неизменной.

Упражнение 1. Измерение теплоемкости капсулы калориметра

На технических весах взвесить стакан-капсулу. Налить в капсулу 150—170 см³ воды при комнатной температуре.

Установить капсулу с водой в калориметр. Включить схему питания термометра сопротивления (напряжение питания мостиковой схемы указано на установке).

Включить самописец (лентопротяжный механизм остается выключенным). Ручкой регулировки баланса мостиковой схемы установить указатель самописца на нулевое деление. При этом мост считается сбалансированным. Выждать 5 мин для установления теплового режима работы системы и вновь произвести регулировку. Цена деления шкалы самописца в кельвинах указана на приборе.

Включить нагреватель и подогреть жидкость до температуры несколько выше комнатной (15—20 дел. шкалы самописца). После этого выключить нагреватель.

Включить лентопротяжный механизм и записать на ленту температурный ход остывания капсулы (на 5—8 дел.).

После этого включить нагреватель и, продолжая запись, получить температурный ход главного этапа. Нагрев вести до 80 дел. шкалы самописца. Выключить нагреватель. После достижения максимального отклонения указатель самописца начнет перемещаться обратно. Провести запись третьего этапа — охлаждения на 10—15 дел.

Моменты включения и выключения нагревателя должны быть отмечены на ленте. Мощность нагревателя фиксирована и указана на приборе ИП-2. Скорость перемещения ленты указана на приборе.

По окончании третьего этапа выключить лентопротяжный механизм. Схема питания термометра остается включенной.

Упражнение 2. Измерение теплоемкости спирта

Извлечь из калориметра стакан с водой. Вылить воду и вместо нее налить 150—170 см³ спирта при комнатной температуре. Вновь сбалансировать мостовую схему термометра сопротивления.

Провести запись температурного хода калориметра со спиртом аналогично тому, как это сделано в первом упражнении. По окончании измерений выключить термометр и самописец. Извлечь ленту из самописца.

Выбрав линейный участок графика на 1 и 3 этапах процесса в калориметре, определить графически скорости охлаждения

$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{T_1}$ и $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{T_2}$. Рассчитать по формуле (2.12) температурные поправки. Рассчитать теплоемкость калориметра H и теплоемкость спирта c по формулам (2.16) и (2.17).

Контрольные вопросы

1. Что такое теплоемкость вещества?
2. Какова размерность удельной и молярной теплоемкости?
3. Какая теплоемкость измеряется в данной работе — c_p или c_v ?
4. Почему вся система для измерений заключена в термостат?
5. Почему корпус оболочки термостата сделан из меди, а не из стали?
6. Почему стакан калориметра выполнен из латуни, а не из стекла или фарфора?
7. Почему значение скорости остывания $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{T_1}$ на первом этапе меньше, чем на втором?
8. Зависит ли температурная поправка θ от скорости нагрева на главном этапе?
9. В каких условиях температурная поправка может иметь отрицательный знак или быть равной нулю?
10. Что такое тепловой эквивалент калориметра?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. С. 132—136.
2. Попов М. М. Термометрия и калориметрия. М.: Изд-во МГУ, 1954. § 132—140.
3. Кириллин В. А., Шейндлин А. Е. Исследование термодинамических свойств веществ. М.: Госэнерго, 1963. Гл. 5, 6.

Лабораторная работа 2.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ВОЗДУХА c_p

Введение. В настоящей работе изучается калориметрическая методика экспериментального определения теплоемкости воздуха. Осваиваются способы графической обработки опытных данных. В процессе измерений производится знакомство с техникой работы таких приборов, как калориметр, термометр сопротивления, реометр и др.

Принадлежности: калориметр с вакуумной оболочкой, термометр сопротивления, ваттметр, реометр для измерения потока воздуха.

В настоящей работе измерение теплоемкости c производится методом постоянного потока. Поток воздуха I при постоянном давлении проходит через калориметр, нагреваясь внутри него с помощью специального нагревателя. Если входящий воздух

имеет температуру T_1 , то на выходе его температура увеличивается до T . Обозначим мощность, поглощаемую газом, через W . Тогда молярная теплоемкость c_p может быть рассчитана по формуле

$$c_p = \frac{W}{(T - T_1)I_m}. \quad (2.23)$$

Объемный поток воздуха I л/мин, протекающий через калориметр, связан с массовым потоком I_m в моль/мин соотношением

$$I_m = I \frac{p}{RT_1}. \quad (2.24)$$

Молярная теплоемкость выражается формулой

$$c_p = \frac{WRT_1}{pI\Delta T}, \quad (2.25)$$

где R — универсальная газовая постоянная, $\Delta T = T - T_1$, p — атмосферное давление. Даже в установившемся температурном режиме часть тепла нагревателя расходуется на теплообмен с оболочкой калориметра. Для того чтобы учесть влияние теплообмена, измерения проводят при разных скоростях потока газа и разных мощностях нагревателя. При этом разность ΔT сохраняется неизменной. В этом случае можно считать, что распределение температуры вдоль стенок калориметра остается постоянным. Потери на теплоотдачу \dot{Q} тоже можно считать постоянными. Мощность, выделяемая нагревателем, может быть выражена соотношением

$$W = AI + \dot{Q}, \quad (2.26)$$

где \dot{Q} — энергия, теряемая на теплообмен с оболочкой,

$$A = \frac{c_p p \Delta T}{RT_1}.$$

График зависимости W от I имеет вид, представленный на рис. 2.14. Построив экспериментальную зависимость W от I при постоянном ΔT , можно определить \dot{Q} и A . Искомая величина c_p рассчитывается по формуле

$$c_p = ART_1 \frac{1}{p\Delta T}. \quad (2.27)$$

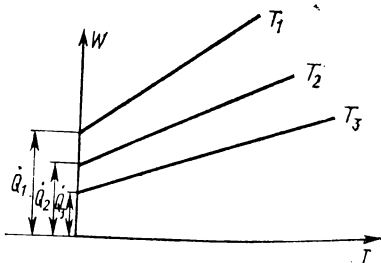


Рис. 2.14. Зависимость мощности W , необходимой для поддержания температуры T_i от величины воздушного потока

Экспериментальная установка. Блок-схема установки представлена на рис. 2.15. Калориметр представляет собой стеклянную трубку I диаметром 15 мм и длиной 40 см с вакуумной

термоизолирующей рубашкой 2. Внутри трубки расположен нагреватель 3 из нихромовой проволоки, намотанной на фарфоровый стержень. Сопротивление нагревателя около 100 Ом. Нагреватель расположен вдоль оси трубки. Мощность, выделяемая в нем, измеряется ваттметром 7.

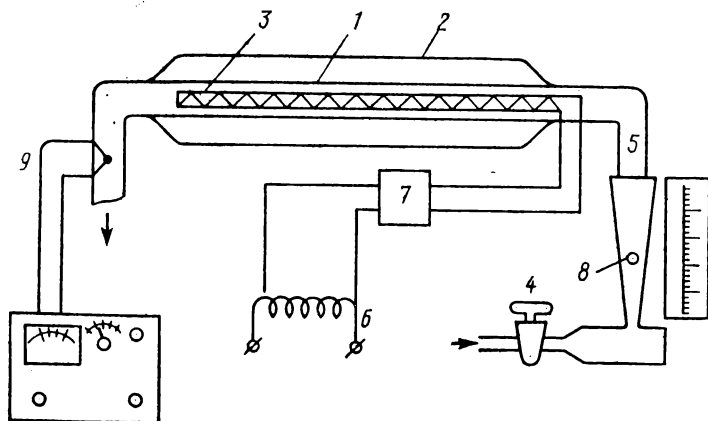


Рис 2.15. Схема измерительной установки

С одного конца трубки подается поток воздуха при атмосферном давлении. Поток регулируется краном 4 в диапазоне от 5 до 20 л/мин. Измерение потока производится реометром 5.

Нагреватель питается от автотрансформатора 6. Температура газа, выходящего из трубки, измеряется термометром сопротивления 7.

Блок термометра сопротивления имеет на передней панели тумблер «вкл.», переключатель «измер.-контр.» переключатель диапазонов рабочих температур и ручку «напряжение». Перед началом измерений необходимо установить переключатель «измер.-контр.» в положение «контр.». Затем включить прибор. Ручкой «напряжение» добиться максимальных показаний прибора (50 дел.). Затем установить переключатель в положение «измер.»

Шкала прибора проградуирована в °С. Температура среды в точке, где расположен датчик термометра, определяется как сумма показаний прибора и нижнего предела того диапазона, на котором работает прибор.

Пусть, например, термометр установлен на диапазон 20—70 °С (нижний предел 20 °С). Отсчет по шкале прибора 23 °С. Тогда искомая температура $T = 20 + 23 = 46$ °С.

Реометр состоит из вертикальной стеклянной трубки конической формы, в которой находится шарик 8. Снизу в трубку подается измеряемый поток воздуха. Чем больше поток возду-

ха, тем выше поднимается шарик. Вдоль трубки реометра располагается шкала, проградуированная в единицах потока л/мин.

Упражнение 1. Определение теплоемкости воздуха

Открыть кран воздушной магистрали и установить по реометру максимальное значение воздушного потока I_1 . Измерить и записать температуру комнатного воздуха T_0 . Включить термометр сопротивления и установить его на диапазон температур от 20 до 70 °С. Включить нагреватель. С помощью автотрансформатора и ваттметра установить величину мощности такую, чтобы температура выходящего из калориметра воздуха была равна 60—65 °С. Время установления равновесного распределения температуры 5—6 мин.

Не меняя скорости воздушного потока I_1 , получить кривую зависимости температуры T от мощности \bar{W} . Мощность менять ступенчато через 10 Вт.

Установить новую скорость потока I_2 и получить график зависимости $T(\bar{W})$ при I_2 . Таким способом получить графики при четырех-пяти различных значениях I . Измерение температуры на этих графиках должно охватывать диапазон от 30 до 65 °С.

Закончив измерения, выключить нагреватель. Продувку воздуха продолжать еще в течение 10 мин. После этого перекрыть кран воздушной магистрали и выключить термометр.

Обработка результатов. Построить графики зависимости $T(\bar{W})$ при четырех-пяти различных скоростях продувки воздуха. Провести на графиках изотермы $T=30, 40, 50, 60$ °С. Из точек пересечения изотерм с экспериментальными графиками найти пары значений I_i и \bar{W}_i , соответствующие одному и тому же значению T_i . Построить графики $\bar{W}(I)$ для $T=30, 40, 50, 60$ °С. Определить тангенс наклона графиков A для каждого T .

Рассчитать для каждого T_i теплоемкость c_p по формуле (2.27) в Дж/моль·К. Рассчитать теоретическое значение теплоемкости c_p , считая воздух двухатомным идеальным газом.

Контрольные вопросы

1. Для чего в экспериментальной трубке необходима вакуумная рубашка?
2. Как можно изменить чувствительность реометра?
3. Почему нагреватель расположен на оси трубки, а не навит на эту трубку снаружи?
4. Имеет ли значение для проведения измерений характер потока газа: турбулентный, ламинарный?
5. Нарисуйте качественно распределение температуры вдоль оси трубки.
6. Почему наклон графиков $\bar{W}(I)$ растет с увеличением T_i ?
7. Как зависит величина потока Q от T_i ?

8. Нарисовать качественно график зависимости теплоемкости c_p двухатомного газа от температуры.
9. Что такое характеристическая температура колебательных (вращательных) степеней свободы?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 16.
2. Попов М. М. Термометрия и калориметрия. М.: Изд-во МГУ, 1961. § 211.
3. Скуратов С. М., Колесов В. П., Воробьев А. Ф. Термохимия. М.: Изд-во МГУ, 1966. Т. 2, гл. 14, § 2; гл. 15, § 5.

Лабораторная работа 2.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ МЕТАЛЛА ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ

Введение. Целью настоящей работы является измерение зависимости теплоемкости твердого тела (вольфрама) от температуры. В ходе работы изучается импульсный калориметрический метод измерения теплоемкости. Осваивается компенсационный способ измерения малых колебаний температуры с помощью дифференциального осциллографа.

Оборудование. Импульсный генератор Г5-54, двухлучевой осциллограф с дифференциальным входом, измерительная схема.

Теплоемкость твердого тела является функцией температуры. При низких температурах она пропорциональна T^3 . При температурах выше некоторой характеристической величины T_x , согласно закона Дюлонга и Пти, теплоемкость стремится к постоянному значению

$$c_0 = 3R, \quad (2.28)$$

где R — универсальная газовая постоянная. Общий вид функции $c(T)$ представлен на рис. 2.16. Величина T_x для металлов лежит в области ~ 400 К. Поэтому при $T > 400$ К величина c меняется слабо. Тем не менее эта зависимость может быть обнаружена с помощью описанного ниже метода измерения теплоемкости.

В этом методе образец периодически нагревается короткими импульсами тока длительности t_n с частотой повторения f . В установившемся режиме температура образца будет периодически колебаться вблизи некоторого среднего значения \bar{T} . Величина \bar{T} определяется средней мощностью, рассеиваемой в образце. Во время действия каждого импульса тока температура образца каждый раз повышается на некоторую малую величину ΔT . В остальную часть периода температура на столько же снижается.

Рост температуры на ΔT ведет к увеличению сопротивления образца r на величину Δr . Измерение величин r и Δr позволяет рассчитать теплоемкость и температуру образца.

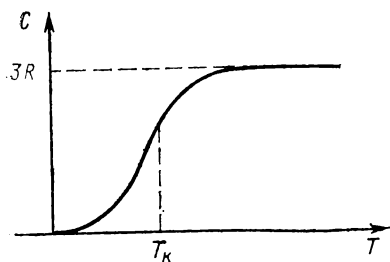


Рис. 2.16. Зависимость теплоемкости твердого тела от температуры

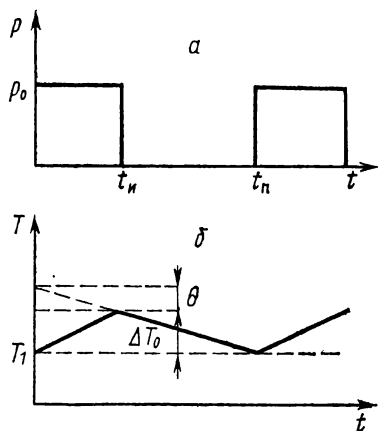


Рис. 2.17. Тепловые колебания вольфрамовой нити:
а) зависимость мощности нагрева от времени;
б) зависимость температуры нити от времени

Рассмотрим соотношения, связывающие c с измеряемыми величинами. Уравнение теплового баланса для образца может быть записано в виде

$$m c(T) dT + \alpha(T) (T - T_0) dt = p(t) dt. \quad (2.29)$$

Здесь T_0 — температура среды, окружающей образец, $\alpha(T)$ — коэффициент теплоотдачи, $p(t)$ — мощность, выделяемая в образце. В нашем случае $p(t)$ можно записать (см. рис. 2.17, а) в следующем виде:

$$p(t) = \begin{cases} p_0, & t < t_n, \\ 0, & t_n > t > t_n. \end{cases} \quad (2.30)$$

Здесь $t_n = \frac{1}{f}$ — период процесса нагрева. Если за время t_n изменение температуры ΔT мало по сравнению с \bar{T} , то можно считать величины $c(T)$, $\alpha(T)$, $(T - T_0)$ постоянными и равными $c(\bar{T})$, $\alpha(\bar{T})$, $(\bar{T} - T_0)$. Решение уравнения теплового баланса (2.29) можно представить в виде

$$\Delta T = -\frac{\alpha(\bar{T})}{mc(\bar{T})} (\bar{T} - T_0) t + \begin{cases} \frac{p_0 t}{mc(\bar{T})}, & t < t_n \\ 0, & t_n > t > t_n, \end{cases} \quad (2.31)$$

где $\Delta T = T - T_1$, T_1 — температура образца перед началом импульса тока.

График зависимости $T(t)$ представлен на рис. 2.17, б. Амплитуду колебаний величины ΔT обозначим через ΔT_0 .

Для того чтобы ΔT_0 было мало по сравнению с \bar{T} , необходимо, чтобы тепловая инерция образца была достаточно велика. Это имеет место, если характерное время установления температуры образца $\tau = \frac{mc}{\alpha}$ значительно больше, чем период t_n . Ниже мы сделаем оценку величин τ и t_n .

Так как за время t_n одновременно с нагревом идет теплоотдача, то необходимо сделать температурную поправку. Если б не было теплообмена, то истинное приращение температуры, как видно из рис. 2.17, б, было бы больше, чем ΔT_0 , на величину θ :

$$\theta = \Delta T_0 \frac{t_n}{t_n - t_n}. \quad (2.32)$$

Определив величину ΔT_0 , можно рассчитать теплоемкость c :

$$c = \frac{Q}{m(\Delta T_0 + \theta)}, \quad (2.33)$$

где $Q_0 = p_0 t_n$. Приращение температуры находится по изменению сопротивления образца Δr . Для этого используется табличная температурная зависимость относительного сопротивления вольфрама:

$$F(T) = \frac{r(T)}{r_{300}}. \quad (2.34)$$

Здесь $r(T)$ — сопротивление вольфрамового проводника при температуре T , а r_{300} — его сопротивление при $T = 300$ К. Приращение ΔT_0 рассчитывается по формуле

$$\Delta T_0 = \frac{1}{\left(\frac{dF}{dT}\right)} \frac{\Delta r}{r_{300}}. \quad (2.35)$$

График функции $F(T)$ и $\left(\frac{dF}{dT}\right)^{-1}$ представлен на рис. 2.18.

Из формул (2.32), (2.33), (2.35) следует выражение для теплоемкости c

$$c = \frac{Q(1 - t_n f) r_{300}}{m \Delta r} \left(\frac{dF}{dT}\right). \quad (2.36)$$

Экспериментальная установка. Блок-схема установки представлена на рис. 2.19. В ее состав входят генератор прямоугольных импульсов Г5-54. Амплитуда выходного импульсного напряжения может меняться от 0 до 70 В. Двухлучевой осцил-

лограф С1-18 служит для измерения величины сопротивления образца r и величины Δr . Объектом измерения является вольфрамовая нить лампочки накаливания.

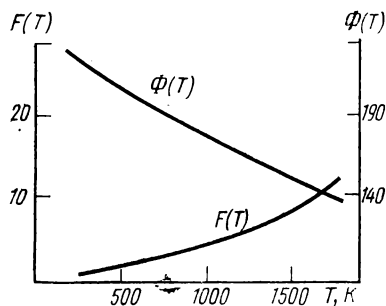


Рис. 2.18. Графики функций $F(T)$ и $\Phi(T)$

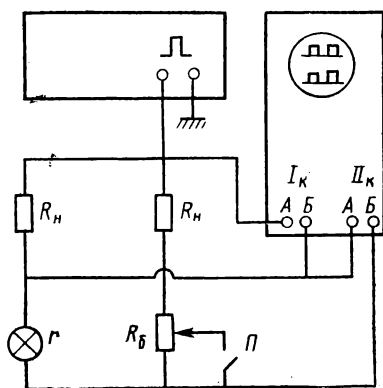


Рис. 2.19. Схема измерительной установки

Номинальное напряжение накала лампочки $U_n=3,2$ В, ток $I_n=0,2$ А, мощность $W_n=0,64$ Вт. Режим импульсного питания лампочки подобран так, чтобы средняя мощность, выделяемая в нити, не превосходила W_n . При этом температура T нити не превосходит $1500^\circ C$. Коэффициент теплоотдачи α может быть найден из соотношения

$$\alpha(\bar{T}) = \frac{W_n}{\bar{T} - T_0}. \quad (2.37)$$

В этом режиме он имеет величину порядка $\alpha=4 \cdot 10^{-4}$ Вт/К.

Нить лампочки накаливания выполнена в виде спирали из вольфрамовой проволоки диаметром 0,04 мм. Длина нити около 2 см. Масса нити может быть рассчитана из этих данных и плотности вольфрама $\rho=19,3$ г/см³. Ввиду значительного разброса параметров у различных экземпляров, точное значение массы нити указано на каждой установке индивидуально. Приближенное значение теплоемкости вольфрама может быть найдено по формуле Дюлонга и Пти. Молярная масса вольфрама 193 г/моль. Это позволяет оценить время τ тепловой релаксации образца. Она составляет величину порядка 0,1 с. Период повторения импульсов был выбран 10^{-3} с. Это обеспечивает справедливость полученных формул.

Перед включением установки ручку регулировки выходного напряжения генератора импульсов «ампл» вывести против часовой стрелки. Установить по шкале частоту повторения $f=$

$= 1$ кГц, длительность импульса $t_{\text{и}} = 500$ мкс. Включается генератор тумблером «сеть».

Измерительная схема включает в себя два нагрузочных сопротивления $R_{\text{н}}$, сопротивление вольфрамовой нити r , переменное компенсационное сопротивление $R_{\text{б}}$ и переключатель компенсирующего напряжения Π . Перед началом измерений установить переключатель Π в положение «выключено» (тумблер вниз).

В задаче используется двухлучевой осциллограф, который состоит из двух одинаковых каналов I и II усиления и управления разверткой. Каждый канал управляет своим электронным лучом. На панели осциллографа слева расположены ручки регулирования канала I. Они управляют нижним лучом. Аналогично справа расположены ручки канала II, управляющие верхним лучом.

Ручки A в каналах I и II ступенчато регулируют усиление в отношениях $1:1$, $1:10$, $1:10^2$, $1:10^3$. Ручки B ступенчато изменяют чувствительность по каждому каналу (1, 2, 5, 10, 20 мВ/см).

Внимание! Ручка регулировки чувствительности «плавно» должна всегда находиться в крайнем правом (по часовой стрелке) положении.

Упражнение 1. Измерение зависимости температуры нити от мощности импульсного нагрева

Включить генератор импульсов Г5-54. Включить осциллограф. Установить переключатели A на обоих каналах в положение $1:10^3$, ручки B — в положение 20 мВ/см. Дать приборам прогреться в течение 5 мин. Через 5 мин на экране должны появиться два сигнала: сигнал $V_{\text{н}}$ с нагрузочного сопротивления $R_{\text{н}}$ в виде прямоугольных импульсов (нижний луч) и сигнал V с сопротивления нити накаливания лампочки (верхний луч), который имеет вид импульсов, вершина которых несколько наклонна вследствие нагрева нити лампы на величину ΔT (рис. 2.20, а, б).

Установить напряжение 25 В по прибору на панели генератора импульсов. Ручками A и B добиться на каждом канале высоты сигнала не менее 5—10 мм. Величина каждого сигнала в вольтах измеряется следующим образом. Пусть, например, высота сигнала на экране составляет 1,5 см. Ручка A канала I (или II) находится в положении $1:10^2$, а переключатель B стоит в положении 20 мВ/см. Тогда величина напряжения измеряемого сигнала равна

$$V = 1,5 \cdot 10^2 \cdot 20 = 3000 \text{ мВ} = 3 \text{ В}.$$

Провести измерения $V_{\text{н}}$ и V при значениях напряжения по прибору импульсного генератора 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60 В.

Если при изменении усиления ручками A и B линия развертки уйдет за пределы экрана, то вернуть ее в поле зрения можно ручкой «баланс» (грубо) или ручкой \uparrow (точно).

По полученным данным рассчитать ток через лампу накаливания I_0 по формуле $I_0 = \frac{V_n}{R_n}$ и сопротивление нити $r = \frac{V}{I_0}$. Температура нити находится по графику на рис. 2.18. Рассчитать среднюю мощность, рассеиваемую в нити, по формуле $p = I_0 V t_n f$. Построить график зависимости $\bar{T}(P)$.

Упражнение 2. Измерение зависимости теплоемкости вольфрама от температуры

Установить по прибору на генераторе импульсов амплитуду напряжения 30 В.

Включить тумблер Π на корпусе измерительного блока. При этом на вход B второго канала подаются прямоугольные импульсы, полярность которых противоположна полярности сигнала V . При их сложении можно добиться такой компенсации, когда на экране будет видна наклонная вершина сигнала V (рис. 2.20, δ). Компенсация производится с помощью сопротивления R_6 , ручка которого выведена на панель измерительного блока.

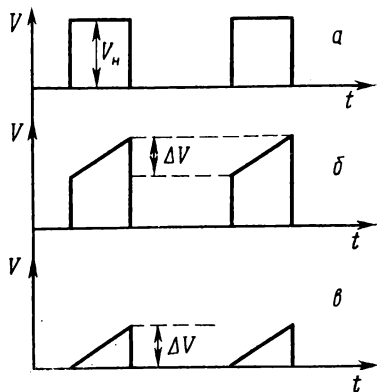


Рис. 2.20. Вид сигналов, получаемых на осциллографе: а) напряжение на сопротивлении R_n (вход A I); б) напряжение на сопротивлении r (вход A II); в) напряжение на сопротивлении r с компенсацией

Ступенчато увеличивать усиление по второму каналу, сначала ручкой A последовательно от $1:10^3$ до $1:1$, а затем ручкой B . После каждой ступени усиления проводить дополнительную компенсацию. Увеличение усиления вести до тех пор, пока сигнал ΔV не станет равным 5—10 мм. Измерение ΔV производить при напряжениях импульсного генератора 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60 В.

По данным измерений найти величины $\Delta r = \frac{\Delta V}{I_0}$. Построить график зависимости $c(T)$. Расчет c вести по формуле (2.36).

Масса нити и ее сопротивление r_{300} указаны на установке.

Контрольные вопросы

1. Оценить мощность W , излучаемую нитью лампочки при $T=1500$ К по формуле Стефана—Больцмана $I=\varepsilon\sigma(T^4-T_0^4)s$, где $\sigma=5\cdot 10^{-8}$ Вт/м²К⁴, $\varepsilon=0,25$.
2. Какую часть от полной рассеиваемой мощности составляет мощность излучения?
3. Найти решение уравнение (2.29) в общем случае для $p=0$, $\alpha=\text{const}$, $c=\text{const}$. Сделать предельный переход к уравнению (2.31) при $t_n \ll t$.
4. Решить уравнение (2.29) в общем случае для $p=\text{const}$, $\alpha=\text{const}$, $c=\text{const}$.
5. Достаточно ли выполнения условия $t_n \ll \tau$ для справедливости соотношения (2.31)?
6. Оценить величину поправки θ по формуле (2.32).
7. Почему при измерении тока I_0 необходимо на вход осциллографа I Б подать напряжение с точки между сопротивлениями R_n и r ?
8. Оценить теплоемкость вольфрама (удельную) по формуле Дюлонга и Пти. Молярный вес вольфрама 183 г/моль.

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 46.
2. Розбери Ф. Справочник по вакуумной технике и технологии. М.: Энергия, 1972. С. 117—127.
3. Скуратов С. М., Колесов В. П., Воробьев А. Ф. Термохимия. М.: Изд-во МГУ, 1966. Т. 2. С. 330—334.

Лабораторная работа 2.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ И ТЕПЛОТЫ ПЛАВЛЕНИЯ ОЛОВА

Введение. В настоящей работе с помощью калориметрической установки производится измерение теплоемкости жидкого и твердого олова и теплоты плавления. В процессе расчета искомых величин осваивается методика графической обработки термограмм, полученных с помощью самописца. Изучается работа таких приборов, как потенциометр-самописец, электроннагревательная печь с терморегулятором и другие приборы.

Оборудование. Измерительные капсулы с исследуемым веществом, термостат, электрическая печь с блоком терморегулятора, весы, измерительная термопара.

В настоящей работе используется калориметрический метод, в котором измеряется температурный ход калориметра при его остывании за счет теплообмена с оболочкой (термостат). В процессе измерений производится поочередное охлаждение трех тел: пустой капсулы, капсулы с эталонным веществом (медь) и капсулы с оловом от температуры $T_1 > T_{\text{пл}}$ до $T_2 < T_{\text{пл}}$. Обозначим через c_k удельную теплоемкость капсулы, c_s и c_o —

удельную теплоемкость эталонного вещества и олова, а через $m_э$ и m_o — массы эталонного вещества и олова.

Будем предполагать, что выполняется закон теплоотдачи (2.1) для всех трех тел.

Малое время Δt , в течение которого температура каждого из трех тел уменьшается от некоторой температуры T до $T - \Delta T$ ($\Delta T \ll T$), определяется соотношениями

$$\Delta t_k = \frac{1}{\alpha_1} \frac{c \Delta T}{T - T_0}, \quad (2.38)$$

$$\Delta t_э = \frac{1}{\alpha_2} \frac{c + m_э c_э}{T - T_0} \Delta T, \quad (2.39)$$

$$\Delta t_o = \frac{1}{\alpha_3} \frac{c + m_o c_o}{T - T_0} \Delta T, \quad (2.40)$$

Δt_k , $\Delta t_э$, Δt_o — времена остывания соответственно пустой капсулы, капсулы с эталонным веществом и капсулы с оловом. В дальнейшем будем полагать, что коэффициенты теплоотдачи α_1 , α_2 , α_3 равны. Тогда из уравнений (2.38) — (2.40) можно получить выражение для c_o :

$$c_o = c_э \frac{m_э}{m_o} \frac{\Delta(t_o - t_k)}{\Delta(t_э - t_k)}. \quad (2.41)$$

Это соотношение является исходным для расчета теплоемкости олова.

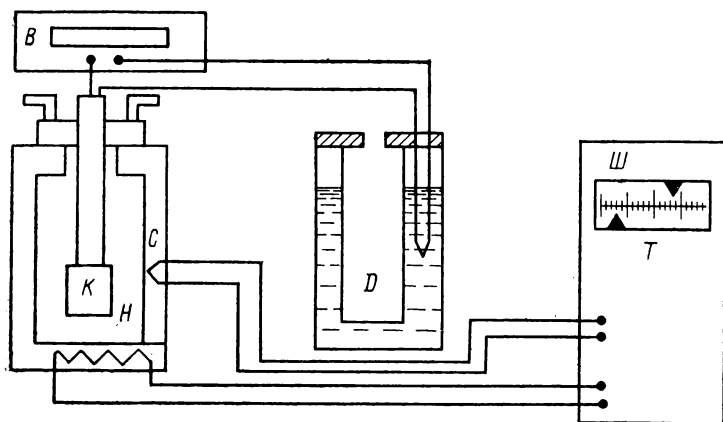
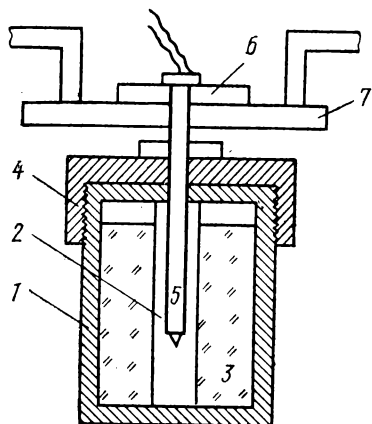


Рис. 2.21. Схема измерительной установки

Экспериментальная установка. Блок-схема установки приведена на рис. 2.21. Нагрев олова и эталонного вещества производится в одинаковых капсулах (рис. 2.22), выполненных из

нержавеющей стали в виде коаксиальных цилиндров 1 и 2. Олово или эталонное вещество помещаются в зазор между цилиндрами капсулы. Капсула закрывается крышкой 4 с цанговым зажимом. В зажиме закреплена фарфоровая трубка 5 с термопарой, конец которой помещается в цилиндр 2.



На крышке капсулы закреплена втулка 6, позволяющая фиксировать капсулу на держателе 7. Держатель снабжен двумя ручками. С их помощью капсула устанавливается в камеру электрической печи или термостате.

Температура электрической печи H контролируется терморегулятором T типа Ш-4501 (см. рис. 2.21). На передней па-

Рис. 2.22. Устройство измерительной капсулы калориметра

нели терморегулятора находится температурная шкала Ш с двумя указателями: верхний задает температуру, которая поддерживается в печи, нижний показывает температуру, которая имеет место в данный момент. Датчиком терморегулятора является термопара C , расположенная в корпусе печи. Холодный спай этой термопары расположен в камере термостата D . Режим работы терморегулятора установлен и изменению не подлежит. Экспериментальная капсула K устанавливается в электрическую печь и нагревается до температуры выше точки плавления олова. Нагретая капсула с исследуемым телом помещается в камеру термостата. Изменение температуры капсулы при ее охлаждении записывается с помощью термопары и потенциометра-самописца B .

На передней панели самописца расположена шкала с указателем, который показывает величину U термо-ЭДС термопары, находящейся в капсуле. Величина U пропорциональна разности температур капсулы и термостата $U \sim (T - T_0)$.

Упражнение. Получение температурного хода остывания капсулы с образцами

Перед началом измерений необходимо взвесить пустую капсулу, эталонный образец и капсулу с оловом. Затем произвести измерение температуры при остывании пустой капсулы. Капсула с термопарой устанавливается в держатель и вставляется в камеру электропечи. После этого печь и ее терморегулятор включается кнопкой на корпусе прибора. Через 1—2 мин.

указатель на шкале терморегулятора начинает перемещаться вправо.

Включить потенциометр-самописец тумблером «прибор». Тумблер «диаграмма» остается выключенным. Нагрев капсулы вести до максимального деления шкалы самописца ($U_{\max} = 100$ дел.), что соответствует температуре $T \approx 723$ К (450° С).

После этого капсула с термопарой извлекается из печи и вставляется в камеру термостата. Одновременно тумблером «диаграмма» включают лентопротяжный механизм. Запись ведется до показания самописца $U_{\min} = 20$ дел., что соответствует температуре $T \approx 373$ К (100° С). После окончания записи капсула извлекается из термостата и помещается в стойку для охлаждения до $30-40^\circ$ С.

Остывшую капсулу открыть, вставить в нее эталонный образец и вновь провести ее нагрев. Затем капсулу с эталонным образцом переносят в термостат и записывают температурный ход остывания. После этого капсула заменяется на новую, с оловом. С ней также проводится сначала нагрев, а затем измерение температурного хода при остывании. Капсулу с оловом открывать не рекомендуется.

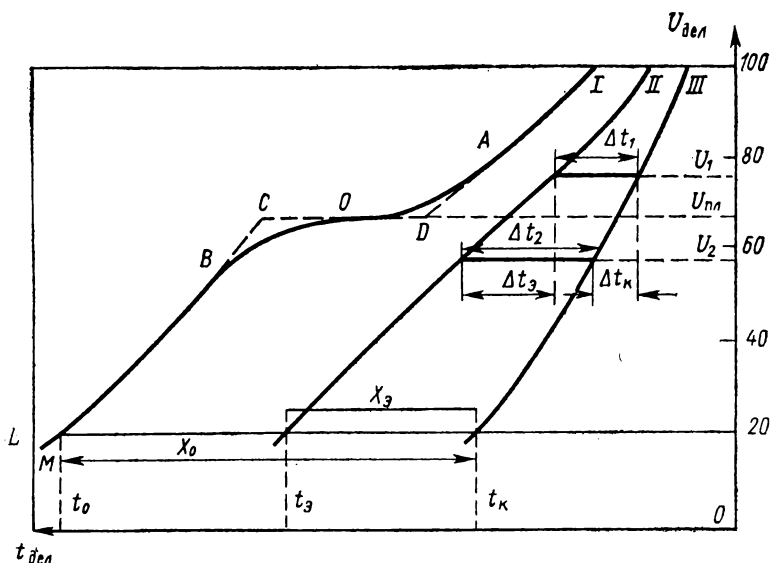


Рис. 2.23. Временная зависимость температуры капсул в процессе охлаждения: I — капсула без образца; II — капсула с эталонным образцом; III — капсула с оловом

Обработка результатов. Расчет теплоемкости. Результатом измерений являются три графика, аналогичные тем, которые изображены на рис. 2.23. График I — график охлаждения капсулы с оловом, II — график охлаждения капсулы с эталонным

веществом, III — график охлаждения пустой капсулы. По оси ординат графиков отложена величина t — показания термодпары в делениях шкалы самописца. По оси абсцисс — величина U (в делениях шкалы), пропорциональная времени. Отсчет величины t можно вести от произвольной точки оси абсцисс.

График охлаждения I имеет три области: выше точки A — жидкая фаза, ниже точки B — твердая фаза, участок AB — двухфазная система.

Определение теплоемкостей жидкой и твердой фаз производится одним методом. Рассмотрим для определенности участок кривой I для твердой фазы. Проведем на графике 8—10 прямых $U = \text{const}$ так, чтобы равномерно разбить весь диапазон MB на равные интервалы. Одна из таких прямых L изображена на рис. 2.23.

Пусть t_0 , t_3 , t_k — точки пересечения прямой L с кривыми I, II, III. Введем обозначения

$$x_0 = t_0 - t_k, \quad x_3 = t_3 - t_k. \quad (2.42)$$

Здесь x_0 и x_3 — длины отрезков прямой L, заключенные между кривыми I—III и II—III.

Необходимо измерить величины x_0 и x_3 для каждой прямой $U = \text{const}$. В пределах точности данного метода измерения можно считать величины теплоемкости c_t и $c_{ж}$ олова и коэффициента теплоотдачи α независимыми от температуры. Тогда из соотношения (2.41) следует, что величины x_0 и x_3 связаны линейно:

$$x_0 = \alpha x_3 + l. \quad (2.43)$$

Построить график зависимости длины отрезков x_0 от x_3 для области существования твердого олова. Величина α находится по наклону экспериментального графика функции $x_0(x_3)$. После этого удельная теплоемкость твердого олова находится по формуле

$$c_{от} = c_3 \frac{m_3}{m_0} \alpha. \quad (2.44)$$

Аналогичным образом находятся и обрабатываются данные термограмм I, II, III выше точки A и рассчитывается теплоемкость жидкого олова $c_{ож}$.

Определение удельной теплоты кристаллизации производится с использованием кривой I. Участок кривой кристаллизации AB не всегда является горизонтальным отрезком, так как трудно добиться строго равномерного охлаждения капсулы. Для расчетов заменим наклонный участок экспериментальной термограммы горизонтальной линией CO (см. рис. 2.23, пунктир). Продолжим кривые охлаждения олова в жидкой и твердой фазах до пересечения с пунктирной прямой в точках C и D. Отрезок CD должен располагаться так, чтобы площади криволинейных треугольников AOD и BOC были равны.

Количество тепла, выделившегося при отвердевании олова, равно

$$\lambda m = \alpha (T_{\text{пл}} - T_0) \Delta t. \quad (2.45)$$

Здесь Δt — временной интервал, соответствующий отрезку CD .

Проведем на графике две горизонтальные прямые $U=U_1$ и $U=U_2$ так, чтобы точка плавления O лежала вблизи середины интервала $(U_1 U_2)$. Обозначим через T_1 и T_2 температуры в кельвинах, соответствующие делениям шкалы U_1 и U_2 .

Для определения величины α воспользуемся уравнениями (2.38) и (2.39). Если $(T_1 - T_2) \ll T_{\text{пл}}$, то можно в этих формулах положить $T = T_{\text{пл}}$. Подставив найденное значение в (2.45), получим

$$\lambda = \frac{m_3 c_3}{m_0} \frac{\Delta T \Delta t}{(\Delta t_{\text{к}} - \Delta t_3)}. \quad (2.46)$$

Здесь $\Delta T = T_2 - T_1$.

Разность $\Delta t_{\text{к}} - \Delta t_3$ удобнее заменить разностью $\Delta t_1 - \Delta t_2$, где Δt_1 и Δt_2 отрезки прямых $U_1 = \text{const}$ и $U_2 = \text{const}$, заключенные между кривыми II и III.

Для того чтобы выразить величину ΔT через разность $\Delta U = U_2 - U_1$, воспользуемся соотношением

$$\frac{\Delta T}{\Delta U} = \frac{T_{\text{пл}} - T_0}{U_{\text{пл}}}. \quad (2.47)$$

Здесь $U_{\text{пл}}$ — деление шкалы ординат графика $U(t)$, соответствующее точке плавления O . Окончательная формула для λ имеет вид

$$\lambda = \frac{m_3 c_3}{m_0} \frac{\Delta T \Delta U \Delta t}{U_{\text{пл}} (\Delta t_1 - \Delta t_2)}. \quad (2.48)$$

По результатам эксперимента построить графики зависимости $x_0 = ax_3 + b$ для жидкой и твердой фаз олова. Определить коэффициент a . По формуле (2.44) рассчитать теплоемкость твердого и жидкого олова $c_{\text{от}}$ и $c_{\text{ож}}$.

Рассчитать теплоту плавления λ по формуле (2.48), $T_{\text{пл}}$ олова принять равной 505 К.

После расчета величин $c_{\text{от}}$, $c_{\text{ож}}$ и q необходимо проанализировать формулы (2.48) и (2.44) и оценить погрешность эксперимента.

Контрольные вопросы

1. В чем преимущества и недостатки данного метода измерений?
2. Можно ли пользоваться данным методом, если теплоемкость C_0 зависит от температуры?
3. Какое соотношение между теплоемкостью олова и капсулы наиболее выгодно для проведения эксперимента?

4. Какие требования предъявляются к датчику температуры в данной работе?

5. Какие предположения делаются в данном методе измерений относительно коэффициента теплоотдачи капсулы?

6. Найти закон остывания капсулы, решив уравнение (2.12) в предположении постоянства H и α .

7. Чем может быть вызвано отклонение от горизонтальности термограммы на участке $СД$?

8. Как, используя полученные экспериментальные данные, можно было бы найти коэффициент теплоотдачи капсулы?

9. Можно ли проводить измерения теплоемкости вещества, используя термограммы нагрева, а не охлаждения?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 29, 32.

2. Телеснин Р. В. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1973. С. 76—94, 160—167, 226—231, 298—311, 324—334.

3. Вайнгард У. Введение в физику кристаллизации металлов. М.: Мир, 1967. С. 160.

3. ЛАБОРАТОРИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕЩЕСТВА

Экспериментальная методика и приборы. Целью работ настоящего раздела является изучение следующих физических явлений: распространение ультразвука в газе, жидкости и твердом теле, зависимость скорости распространения ультразвуковой волны (УЗВ) от температуры, преломление УЗВ на границе раздела твердых тел. Изучаются физические законы, связывающие упругие и тепловые характеристики вещества со скоростью распространения УЗВ.

В процессе выполнения работ раздела приобретаются навыки измерения скорости распространения УЗВ в газе, жидкости и твердом теле импульсным методом и методом фазометра. Рассчитываются упругие модули твердых тел, отношения теплостойкостей, адиабатическая сжимаемость, температура Дебая.

Упругие свойства твердых тел характеризуются физическими величинами, которые называются упругими модулями: модуль Юнга E , модуль сдвига G , модуль объемной упругости K (или модуль всестороннего сжатия), коэффициент Пуассона ν . Для изотропных материалов независимых модулей только два, остальные могут быть найдены из соотношений

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)}, \quad K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)}. \quad (3.1)$$

Размерность модулей E , G и K — ГПа (в технике часто используется внесистемная единица $1 \text{ кгс/мм}^2 \simeq 10^{-2} \text{ ГПа}$), коэффициент Пуассона для металлов $\nu = 0,25 \div 0,40$ (величина безразмерная).

Упругие свойства жидкостей и газов характеризуются модулем объемной упругости K или обратной величиной, которая называется сжимаемостью $\beta = 1/K$:

$$\beta = -\frac{1}{v} \left(\frac{\Delta v}{\Delta p} \right)_T = -\frac{\Delta(\ln v)}{\Delta p} = \frac{\Delta(\ln \rho)}{\Delta p}.$$

Для идеального газа сжимаемость $\beta = 1/p$. Для жидкостей сжимаемость β зависит от давления и температуры. Обычно сжимаемость убывает с увеличением давления и растет с ростом температуры. Для воды, однако, эта зависимость аномальна: сжимаемость уменьшается с ростом температуры до $+64^\circ \text{C}$, а затем начинает расти. Различают изотермическую (T постоянно) и адиабатическую (энтропия s постоянна) сжимаемости. Сжимаемости β_T и β_s связаны соотношением

$$\beta_s = (C_V/C_P) \beta_T = \beta_T/\gamma. \quad (3.2)$$

Упругие модули твердых тел и сжимаемости газов и жидкостей могут быть определены из измерений скорости распространения звуковых волн в веществе. В твердых телах возможны деформации сжатия (и растяжения) и сдвига, поэтому в общем случае в одном направлении могут распространяться одна продольная и две поперечные волны с взаимно перпендикулярными поляризациями. В жидкостях с малой вязкостью и газах распространяется только продольная волна.

В неограниченной твердой изотропной среде без затухания звуковые волны распространяются со скоростями

$$c_{\parallel} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad (\text{продольная}), \quad (3.3)$$

$$c_{\perp} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (\text{поперечная}), \quad (3.4)$$

где ρ — плотность вещества.

В ограниченных образцах (пластинах, цилиндрах, стержнях) скорость звуковой волны другая. Наблюдается так называемая геометрическая дисперсия. Например, в стержне, диаметр которого мал по сравнению с длиной звуковой волны, скорость распространения продольной волны равна

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (3.5)$$

Если для металла экспериментально измерены скорости продольной и поперечной волн c_{\parallel} и c_{\perp} , можно найти важную термодинамическую характеристику — температуру Дебая θ . Величина θ определяет температурную границу, выше которой теплоемкость вещества слабо зависит от температуры. Для кристаллического вещества с кубической решеткой

$$\theta = \frac{h \langle c \rangle}{ka} \left(\frac{3N}{4\pi} \right)^{1/3}, \quad (3.6)$$

где h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана; N — среднее число атомов на ячейку кристалла; a — постоянная решетки кристалла; $\langle c \rangle$ — средняя скорость звуковой волны, определяется из соотношения

$$\frac{3}{\langle c \rangle^3} = \frac{1}{c_{\parallel}^3} + \frac{2}{c_{\perp}^3}. \quad (3.7)$$

При падении УЗВ на границу раздела двух сред происходят отражение и преломление УЗВ. Энергия отраженной волны тем больше, чем больше различие волновых сопротивлений первой и второй сред. Волновым сопротивлением называется отношение звукового давления p в бегущей плоской волне к колебательной скорости u частиц среды — $p/u = \rho c$, т. е. волновое со-

противление равно произведению плотности вещества среды на скорость распространения звуковой волны в среде. Если плоская звуковая волна падает нормально на границу раздела сред с разными волновыми сопротивлениями, то коэффициент отражения

$$r = \frac{\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}. \quad (3.8)$$

Поэтому возможность распространения звуковой волны при наличии границ раздела разных сред требует минимального различия волновых сопротивлений и определяется акустическим согласованием сред. Для согласования в качестве акустических контактов служат специальные прокладки, часто многослойные, смазки, склейки и т. д.

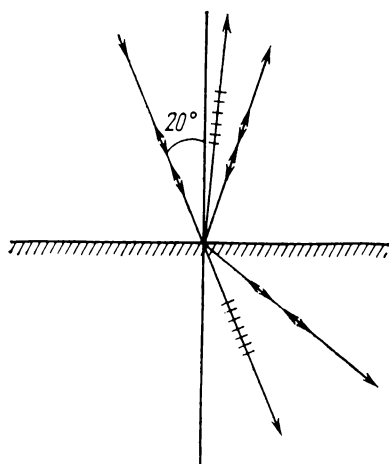


Рис. 3.1. Преломление и отражение продольной УЗВ, падающей под углом 20° на границу раздела плексигласа (а) и алюминия (б)

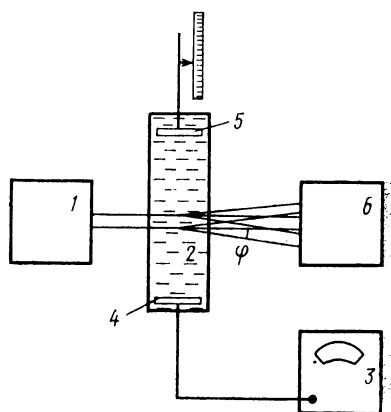


Рис. 3.2. Схема установки для измерения скорости УЗВ оптическим методом

Ультразвуковая волна, падающая на границу раздела двух твердых тел под некоторым углом, создает в общем случае две преломленные и две отраженные волны — продольные и поперечные. На рис. 3.1 приведен пример преломления и отражения УЗВ на границе раздела плексигласа и алюминия. Продольная УЗВ падает на границу раздела под углом 20° . Направления распространения отраженных и преломленных волн определены по формуле

$$\frac{\sin \alpha_0}{c_{\parallel}} = \frac{\sin \alpha_{ab}}{c_{ab}},$$

где $\alpha_0 = 20^\circ$, $c_{||} = 2670$ м/с — скорость продольной УЗВ в плексигласе, a — тип волны, b — тип среды, c_{ab} — скорости УЗВ в алюминии и плексигласе взяты из таблиц.

В идеальном газе УЗВ распространяется со скоростью

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho \beta_T}} = \sqrt{\frac{\gamma R T}{\mu}}, \quad (3.9)$$

где R — универсальная газовая постоянная, μ — молярная масса.

В жидкости скорость распространения УЗВ равна

$$c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho \beta_T}} = 1/\sqrt{\rho \beta_s}. \quad (3.10)$$

Для большинства жидкостей скорость УЗВ уменьшается с повышением температуры. Для воды эта зависимость сложнее. С ростом температуры до $+74^\circ$ С скорость звука растёт, а затем уменьшается.

Результаты измерений скорости звука в жидкости позволяют определить ряд термодинамических параметров жидкости. Адиабатическая сжимаемость может быть найдена, если измерены скорость звука c и плотность жидкости ρ . Еще один параметр — коэффициент теплового расширения

$$\epsilon = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\Delta \rho}{\Delta T} \right)_p = \frac{1}{v} \left(\frac{\Delta v}{\Delta T} \right)_p = \left(-\frac{\Delta \ln v}{\Delta T} \right)_p$$

можно определить из соотношения, связывающего удельные теплоемкости C_p и C_v , скорость звука c и температуру T с коэффициентом теплового расширения ϵ :

$$\gamma - 1 = T \epsilon^2 c^2 / C_p, \quad (3.11)$$

где $\gamma = C_p / C_v$.

Определив, например, для некоторой жидкости значение адиабатической сжимаемости β_s из измерений скорости звука c и из статических измерений плотности ρ и изотермической сжимаемости β_T , можно найти γ и теплоемкость при постоянном объеме $C_v = C_p / \gamma$, т. е. термодинамическую характеристику, которую достаточно сложно вычислить и измерить. Или, с другой стороны, зная $\gamma = C_p / C_v$ или коэффициент теплового расширения ϵ , определяют β_T по найденному из измерений скорости звука значению β_s .

Для возбуждения УЗВ пользуются излучателями, которыми в этом диапазоне служат пластины из пьезоэлектрических или магнитострикционных материалов. Чаще всего используется пьезоэлектрический эффект кварца SiO_2 , титаната бария BaTiO_3 , сегнетовой соли $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ и некоторых других материалов. Если на такую пластину подать электрическое напряжение, пластина изменит свои размеры в определенном направлении. При воздействии переменным электрическим по-

лем частоты, близкой к собственной частоте колебаний пластины, возникают резонансные колебания и в окружающей среде возбуждаются УЗВ. И наоборот, если на пластинку действует УЗВ соответствующей частоты, то на ее обкладках возникает переменное электрическое поле, которое может быть усилено и зарегистрировано. Так, пластинка пьезокристалла служит и источником и индикатором УЗВ.

Уравнение плоской звуковой волны частоты ω , распространяющейся в положительном направлении оси x с фазовой скоростью c в среде с затуханием, записывается в виде

$$y(x, t) = y_0 \exp[-\alpha x] \exp i\omega \left(t - \frac{x}{c}\right), \quad [(3.12)]$$

где α — коэффициент затухания среды.

В газе и жидкости затухание УЗВ обусловлено вязкостью и теплопроводностью, а при больших частотах — и молекулярным поглощением. В твердых телах значительная роль, кроме указанных причин, в поглощении энергии волны принадлежит неоднородностям и дефектам структуры.

Разработан ряд методов для экспериментального определения скорости и затухания УЗВ в различных средах при разных условиях. Рассмотрим некоторые из этих методов.

Оптический метод. Плоская УЗВ, распространяясь в жидкости, создает периодически изменяющиеся сгущения и разрежения, система которых может служить дифракционной решеткой для световой волны. Схема установки приведена на рис. 3.2. Источник света, конденсор и коллиматор с горизонтальной щелью на входе 1 создают параллельный пучок света. Свет попадает в кювету с плоскопараллельными стенками, заполненную исследуемой жидкостью 2. Генератор 3 питает излучатель УЗВ 4. В верхней части кюветы помещаются поглотитель УЗВ 5. Оптическое устройство 6 служит для наблюдения и регистрации дифракционной картины. Измеряется угол дифракции φ и по известной длине волны света λ_0 находится длина волны ультразвука:

$$\lambda = n\lambda_0 / \sin \varphi,$$

где n — порядок спектра. Если частота источника УЗВ равна f , то скорость УЗВ в жидкости $c = \lambda f$.

Для определения затухания УЗВ сравнивают интенсивности дифракционных максимумов одного порядка I_1 и I_2 при прохождении светового пучка ближе к источнику УЗВ, на расстоянии x_1 от источника и дальше от него — x_2 , тогда

$$I_1 = I_0 \exp[-2\alpha x_1], \quad I_2 = I_0 \exp[-2\alpha x_2]$$

и коэффициент затухания равен

$$\alpha = \ln(I_1/I_2)/2(x_2 - x_1).$$

Точность измерения скорости УЗВ оптическим методом достигает 0,1%, затухания — нескольких процентов. Метод интересен возможностью визуализации УЗВ, если вместо поглотителя (5 на рис. 3.2) поставить рефлектор и добиться установления стоячей волны.

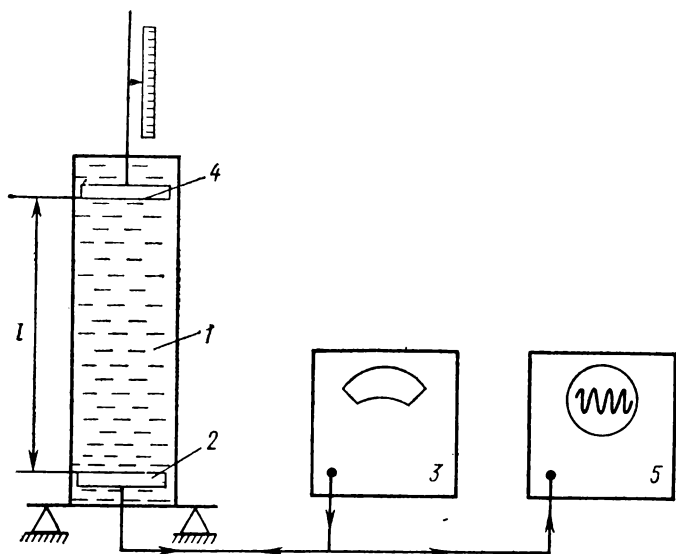


Рис. 3.3. Схема ультразвукового акустического интерферометра

Метод акустического интерферометра. Схема ультразвукового акустического интерферометра представлена на рис. 3.3. В сосуде 1 с исследуемой жидкостью пьезоэлектрический излучатель 2 возбуждает УЗВ. На излучатель подается напряжение от генератора 3, стабилизированное по частоте и амплитуде. Отраженная от рефлектора 4 УЗВ поступает на регистрирующее устройство 5. Расстояние l между излучателем 2 и рефлектором 4 изменяется, и при этом изменяется величина регистрируемого сигнала U , как показано на рис. 3.4. Максимумы следуют при изменении положения рефлектора на расстояние $\lambda/2$. По положениям максимумов определяется длина волны и, так как частота генерируемой волны известна, находится скорость звука в среде. По спаду интенсивности последовательных максимумов находят коэффициент затухания УЗВ в жидкости.

При измерении скорости звука и затухания в твердых телах, когда нет возможности перемещать рефлектор, возбуждают УЗВ электростатическим или электромагнитным способом, изменяют частоту генератора в широких пределах и определяют скорость УЗВ по частоте, соответствующей резонансу. Например, установка, схема которой приведена на рис. 3.5, служит

для определения скорости ультразвука в стержнях из слабопоглощающих материалов. Стержень 1 закреплен в середине. Генератор 2 возбуждает акустический излучатель 3. Индикатор 4 принимает УЗВ, которая регистрируется прибором 5. В

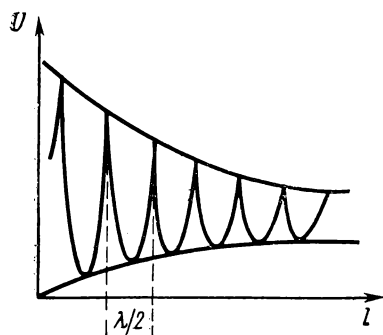


Рис. 3.4. Зависимость электрического напряжения на индикаторе от расстояния между излучателем и рефлектором

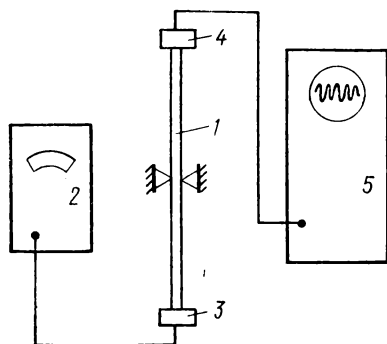


Рис. 3.5. Схема установки для измерения скорости распространения упругих волн в стержнях

стержне на резонансной частоте устанавливаются стоячие волны, причем длина стержня L связана с длиной бегущей волны соотношением $L = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$, где n указывает порядок гармоники. Для определения коэффициента затухания снимается резонансная кривая, и по ее ширине на середине высоты определяются добротность $Q = f/\Delta f$ и коэффициент затухания $\alpha = \pi \Delta f / \lambda f$, где λ — длина волны УЗВ в стержне, f — резонансная частота, Δf — ширина резонансной кривой.

Методом акустического интерферометра скорость УЗВ измеряется с точностью 10^{-4} , а затухание — с точностью от 2 до 20% в зависимости от величины самого затухания.

Импульсный метод имеет в настоящее время наибольшее

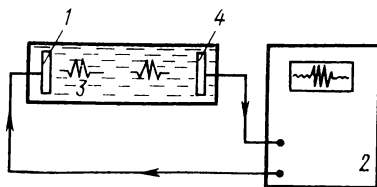
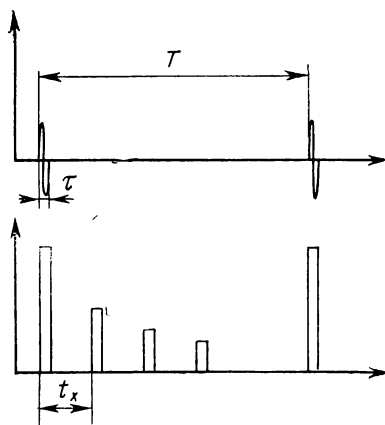


Рис. 3.6. Схема установки для измерения скорости УЗВ импульсным методом

распространение. Суть метода заключается в том, что, как показано на рис. 3.6, акустический излучатель 1, питаемый от генератора специальных электрических сигналов 2, создает цуги квазигармонических сигналов, как показано на рис. 3.7, а. Каждый цуг содержит от нескольких единиц до нескольких

сот периодов. Периодичность цугов значительно больше, чем длительность отдельного цуга-импульса $T \gg \tau$. Импульсы, посланные в исследуемую среду 3 и вернувшиеся обратно от границы образца или специального отражателя, или прошедшие определенный путь в среде и воспринятые другим преобразователем 4, дают возможность измерить время прохождения УЗВ в среде t . На рис. 3.7, б приведены импульсы, запаздывающие на время t_x по сравнению с первичным. По изменению интенсивности последовательных импульсов находят коэффициент затухания среды.



Импульсный метод позволяет

определять скорость УЗВ с точностью 10^{-4} и затухание до нескольких процентов.

Рис. 3.7. Графики, иллюстрирующие импульсный метод: а) посланные импульсы; б) импульсы, принятые индикатором после усиления и детектирования

На импульсном методе основаны приборы для измерения толщин, в том числе и в труднодоступных местах, а также дефектоскопы, с помощью которых производится неразрушающий контроль качества заготовок и готовых изделий, сварных швов, склейки и т. д. Созданы высокоавтоматизированные системы контроля с несколькими каналами, работающими одновременно по заданной программе, со световой или звуковой сигнализацией, с выдачей результатов на ЭВМ.

Метод сравнения фаз ввиду его высокой чувствительности также может быть использован для измерения скорости УЗВ. Этот метод применяется и как дополнение к импульсному методу, и с использованием непрерывной УЗВ, как на примере установки, приведенной на рис. 3.8. Акустический излучатель 1 питается от генератора 2. Пройдя исследуемую среду 3, УЗВ

воспринимается индикатором 4, и сигнал поступает на вход «У» осциллографа 5. На вход «Х» подается сигнал от генератора. На экране наблюдается эллипс, который изменением расстоя-

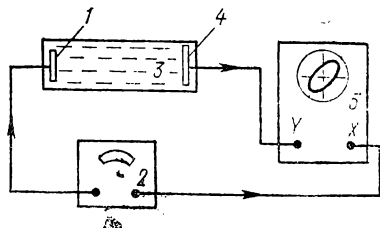


Рис. 3.8. Схема фазометра

наблюдается эллипс, который изменением расстоя-

ния между акустическими головками 1 и 4 или изменением частоты генератора превращается в прямую линию. Изменяя, например, расстояние между головками 1 и 4 на длину волны ультразвука, получаем каждый раз одинаковые картины. Так определяются длина УЗВ и по известной частоте генератора f скорость звука в среде.

Лабораторная работа 3.1 ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ В ВОЗДУХЕ

Введение. Целью работы является определение некоторых термодинамических характеристик воздуха из экспериментальных измерений скорости УЗВ в воздухе и температурной зависимости скорости УЗВ.

Оборудование лабораторной работы состоит из ультразвукового дефектоскопа УКБ-1М с излучателем и приемником в виде отдельных акустических головок, укрепленных в специальных держателях с перемещением, трубы с подогревом, термометра или термопары.

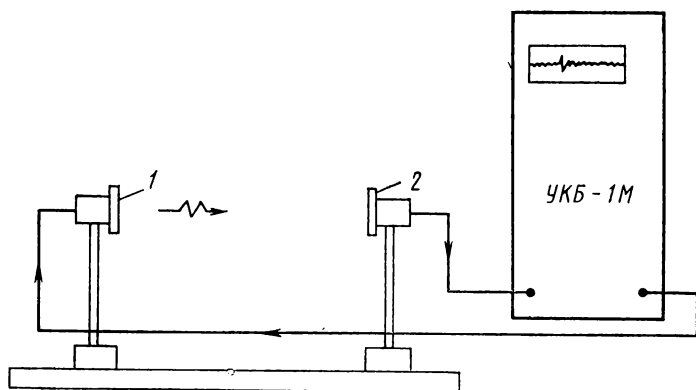


Рис. 3.9. Схема установки для измерения скорости звука в воздухе импульсным методом

Методика измерения состоит в определении времени прохождения ультразвуковым импульсом определенного пути в воздухе от излучающей головки до приемной. Схема установки приведена на рис. 3.9. Передающая 1 и приемная 2 головки обернуты резиновыми лентами и закреплены в штативах, один из которых может перемещаться вдоль скамьи.

Прибор УКБ-1М допускает измерение времени распространения УЗ импульса в среде длительности до 5500 мкс с точ-

ностью до 2%. Принцип измерения основан на возможности плавной или ступенчатой регулировки задержки сигнала, запускающего развертку осциллографического индикатора.

Перед началом работы ручки и переключатели прибора УКБ-1М должны находиться в следующих положениях:

«выкл. — сеть — смещ. X» — в крайнем левом;

«усил.» — в среднем;

«множитель» — 5;

«род работы» — «измерение»;

«отсчет ступ.» — 0 или 500;

«осл. дБ» — 20;

«развертка» — 1;

«отсчет плавно» — 20 делений по вертикальной шкале лимба;

«О» — по шкале диска нониуса;

«развертка плавно» — в среднем положении.

На задней стенке прибора расположено гнездо «выход генератора» для подключения кабеля излучающей головки. Кабель снабжен отметкой «ген.». Гнездо «вход усилит.» на передней панели прибора служит для подключения кабеля от приемной акустической головки. Метки на кабеле «пр».

После установки головок и подключения кабелей прибор включается поворотом ручки «выкл. — сеть — смещ. X» направо, сразу загорается подсветка шкалы, и через 2—3 мин

появляется картина на экране осциллографического индикатора. Если головки установлены правильно, то картина на экране подобна изображенной на рис. 3.10.

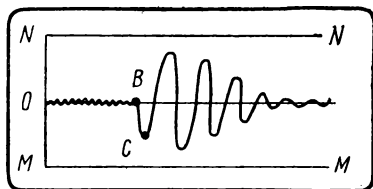


Рис. 3.10. Картина на экране осциллографического индикатора

Ручками «усил.» и «осл. дБ» следует установить амплитуду первой отрицательной волны (точка C) на уровень нижней горизонтальной линии MM на экране, а затем, поворачивая ручку «отсчет плавно, мкс», совместить первое вступление сигнала (точка B) с началом развертки (точка 0). Время распространения звукового импульса определяется показаниями шкал лимба, нониуса и переключателя «Отсчет ступенчато».

Пример: по лимбу отсчитано 40 делений, по нониусу 5 оцифрованных и 3 неоцифрованных деления, переключатель «множитель» в положении 5, переключатель «отсчет ступенч.» — в положении «500». Тогда время распространения УЗВ равно

$$500 + (40 + 5 + 0,2 \times 3) \cdot 5 = 728 \text{ мкс.}$$

Упражнение 1. Определение отношения теплоемкостей, адиабатической сжимаемости, коэффициента теплового расширения воздуха

Схема установки приведена на рис. 3.9. Устанавливаем акустические головки на исходном расстоянии друг от друга. Измеряем это расстояние с погрешностью не более 1 мм. Подключаем кабели от головок к соответствующим гнездам прибора УКБ-1М. Измеряем время распространения импульса между головками.

Перемещаем одну головку на 1 см и вновь измеряем время t . Такие измерения через 1 см производим в пределах возможного перемещения штатива с головкой. Получаем таблицу значений $t(x)$.

Закончив измерения, выключают прибор и отсоединяют от него кабели акустических головок. Результаты измерений наносят на график и по наклону полученной прямой находят скорость звука $c = \Delta x / \Delta t$. По формуле (3.9) определяют γ . Удельная теплоемкость воздуха при комнатной температуре и нормальном давлении равна $C_p = 1,007$ кДж/кг·К. В отчете следует привести значение теплоемкости воздуха при постоянном объеме C_v и коэффициент теплового расширения, вычисленный по формуле (3.11). Адиабатическую сжимаемость воздуха находят по формуле (3.9), взяв плотность воздуха ρ для условий эксперимента из таблиц.

Упражнение 2. Определение зависимости скорости звука в воздухе от температуры

Схема установки приведена на рис. 3.11. В торцах трубы 1 с нагревательным элементом 2 внутри установлены излучающая и принимающая акустические головки 3. Температура воздуха в трубе измеряется термометром 4.

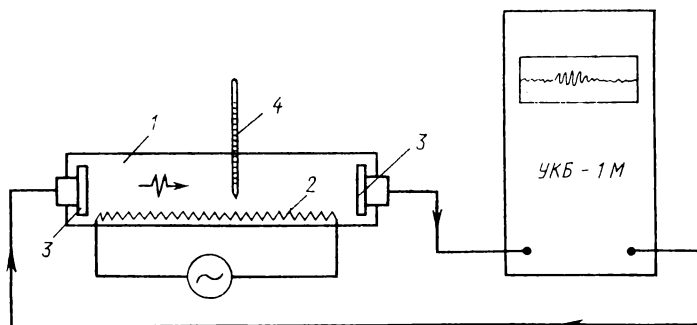


Рис. 3.11. Схема установки для измерения скорости звука импульсным методом в нагретом воздухе

Подключаем кабели акустических головок к прибору и включаем его. Измеряем время прохождения звука между головками сначала при комнатной температуре. Включаем нагреватель и измеряем время прохождения импульса при изменении температуры на каждый градус. Пределы изменения температуры указаны на установке. Закончив измерения, выключают нагрев и прибор УКБ-1М.

Расстояние между головками указано на установке. Определяют скорость УЗВ как функцию абсолютной температуры. Представляют результаты графически и находят температурный коэффициент скорости звука

$$\delta = \Delta c / \Delta T.$$

На тот же график следует нанести вычисленные значения скорости УЗВ для двух-трех значений температуры по формуле (3.9).

Контрольные вопросы

1. Продольные или поперечные волны распространяются между акустическими головками?
2. В каком газе скорость звука больше, в водороде или гелии?
3. При каких давлениях нельзя говорить о распространении звука? Каким условием определяется этот порог?
4. Какова методика измерения времени распространения УЗВ?
5. Для чего применяется звуковая изоляция головок?
6. Как производится отсчет времени по прибору УКБ-1М?
7. Как зависит скорость звука в воздухе от температуры? От давления?
8. Как определяется адиабатическая сжимаемость?
9. Как определяется температурный коэффициент скорости?
10. Как зависит температурный коэффициент скорости от температуры?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа. 1981. § 17.
2. Хайкин С. Э. Механика. М.—Л.: Огиз, 1970. Гл. 21.

Лабораторная работа 3.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН МЕТОДОМ ЗВУКОВОГО ФАЗОМЕТРА

Введение. Целью работы являются измерение скорости УЗВ в воздухе по изменению фазы волны, прошедшей определенный путь в среде, и вычисление некоторых термодинамических параметров воздуха.

Оборудование работы включает в себя две акустические головки, закрепленные в специальных держателях с перемещением, генератор ГЗ-33 (20 Гц — 200 кГц), осциллограф и электронный цифровой частотомер Ф-576.

Схема установки приведена на рис. 3.12. Под действием переменного напряжения с генератора 1 излучающая акустическая головка 2 создает непрерывную ультразвуковую волну, которая принимается акустической головкой 3. Расстояние между головками может в некоторых пределах меняться плавным перемещением каретки с приемной головкой.

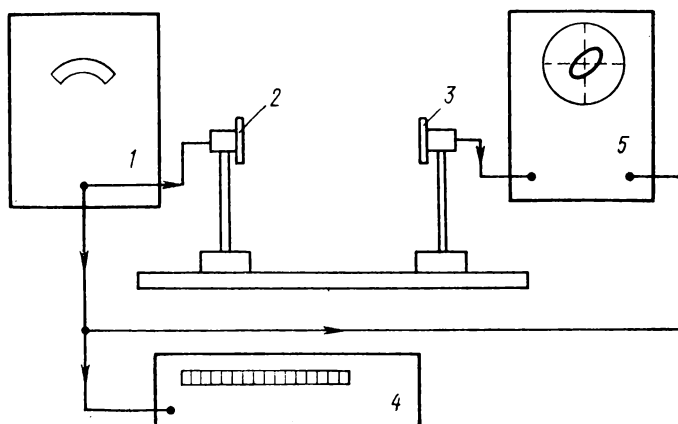


Рис. 3.12. Схема установки для измерения скорости звука методом фазометра

Каждая акустическая головка рассчитана на определенные рабочие частоты (две частоты, как в настоящей работе), поэтому частота генератора должна выбираться близкой к рабочей частоте головки. Значения диапазонов рабочих частот излучающей головки указаны на установке. Для повышения точности измерения частоты в схеме предусмотрен цифровой частотомер 4.

На пластины Y осциллографа 5 подается сигнал с приемной головки, а на пластины X — с генератора. Сигнал с приемной головки имеет запаздывание по фазе относительно сигнала с генератора на величину

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l + \alpha_0 f,$$

где l — расстояние между акустическими головками, λ — длина ультразвуковой волны, f — частота генератора, α_0 — коэффициент пропорциональности. Второе слагаемое появляется за счет того, что вблизи резонанса происходит изменение фазы

вынужденных колебаний. Это изменение в первом приближении можно считать пропорциональным частоте.

На экране осциллографа луч описывает эллипс

$$\left[\frac{x}{x_0} \right]^2 + \left[\frac{y}{y_0} \right]^2 = 2 \frac{x}{x_0} \frac{y}{y_0} \cos \varphi + \sin^2 \varphi,$$

который при условии $\varphi = 2\pi n$ (n — целое число) обращается в отрезок прямой в I и III квадрантах, а при $\varphi = 2\pi n \pm \pi$ — во II и IV квадрантах. Изменение сдвига по фазе можно производить, изменяя расстояние между головками l при постоянной частоте или частоту и соответственно длину волны ультразвука при постоянном расстоянии между головками.

**Упражнение 1. Измерение скорости
распространения звуковой волны
изменением расстояния
между акустическими головками**

Включаем генератор, осциллограф и частотомер и даем им прогреться 10 мин. Устанавливаем риску на шкале каретки с приемной головкой 3 (см. рис. 3.12) на нулевое деление.

Ручку «регулировка выхода» генератора поворачиваем вправо до отказа. Ручкой «частота» устанавливаем частоту в пределах первого диапазона рабочих частот головки и добиваемся, чтобы на экране осциллографа эллипс превратился в отрезок прямой в I и III квадрантах. Плавно перемещая каретку, получаем на экране отрезок прямой во II и IV квадрантах. Продолжаем перемещать каретку в одном направлении, записывая каждое ее положение по шкале, не менее 10 раз. Каждое перемещение головки соответствует смещению головки на $\lambda/2$:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l = \pi.$$

Аналогичные измерения произведите для частоты из второго рабочего диапазона. Частоты измеряются частотомером.

Для каждой частоты из серии измерений перемещений определите длину волны ультразвука λ и по известной частоте — скорость звука в воздухе $c = \lambda f$.

По формуле (3.9) определите $\gamma = C_p/C_v$ для воздуха, адиабатическую сжимаемость воздуха — по формуле (3.9), взяв плотность воздуха из таблиц, и коэффициент теплового расширения ϵ — по формуле (3.11), $C_p = 1,007$ кДж/кг·К.

**Упражнение 2. Измерение скорости
распространения звуковой волны
изменением частоты**

Устанавливаем расстояние между головками по приложенной рекомендации. Подбираем частоту генератора на краю первого рабочего диапазона такой, чтобы на экране осциллографа

эллипс превратился в отрезок прямой. Плавным изменением частоты генератора так, чтобы разность фаз изменилась на π , и продолжаем так менять частоту до конца рабочего диапазона, записывая каждый раз значения частот по частотомеру. Аналогично производим измерения в области второго частотного диапазона.

В этом упражнении фиксировано расстояние между головками l и варьируется частота f :

$$\varphi = \frac{2\pi l}{c} f + \alpha_0 f,$$

$$\Delta\varphi = \left(\frac{2\pi l}{c} + \alpha_0 \right) \Delta f = \pm \pi,$$

где Δf — изменение частоты генератора, при котором происходит изменение фазы на π . Величина коэффициента α_0 для каждого рабочего диапазона дана на установке. Скорость звука определяется по формуле

$$c = \frac{2\pi l \Delta f}{|\pm \pi - \alpha_0 \Delta f|}.$$

По результатам измерений находим Δf и определяем скорость распространения звуковой волны в воздухе по приведенной формуле.

Контрольные вопросы

1. Нарисуйте схему установки и объясните принцип действия фазометра.
2. Поперечная или продольная волна распространяется между головками?
3. Бегущая или стоячая волна используется в эксперименте?
4. За счет чего изменяется фаза прошедшей волны?
5. При каких условиях можно на экране осциллографа получить круг?
6. Можно ли использовать метод фазометра при наличии дисперсии звука? Каким способом надо вести измерения?
7. Нарисуйте зависимость сдвига по фазе вынужденных колебаний от частоты. В какой области $\Delta\varphi/\Delta f$ можно считать постоянной?
8. Как определяется адиабатическая сжимаемость воздуха?
9. Как определяется коэффициент теплового расширения?

Литература

1. Стрелков С. П. Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1968. Гл. 2.

Лабораторная работа 3.3 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ЖИДКОСТИ И РАСЧЕТ НЕКОТОРЫХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Введение. Целью работы являются изучение процесса распространения УЗВ в жидкости, определение температурной зависимости скорости звука, получение температурного коэффициента скорости, адиабатической сжимаемости и коэффициента теплового расширения жидкости.

Оборудование лабораторной работы состоит из вертикального акустического волновода с исследуемой жидкостью, прибора УКБ-1М с двумя акустическими головками и термостата с контактным термометром.

В настоящей работе определяется скорость распространения УЗВ в дистиллированной воде при температуре от 10 до 40° С.

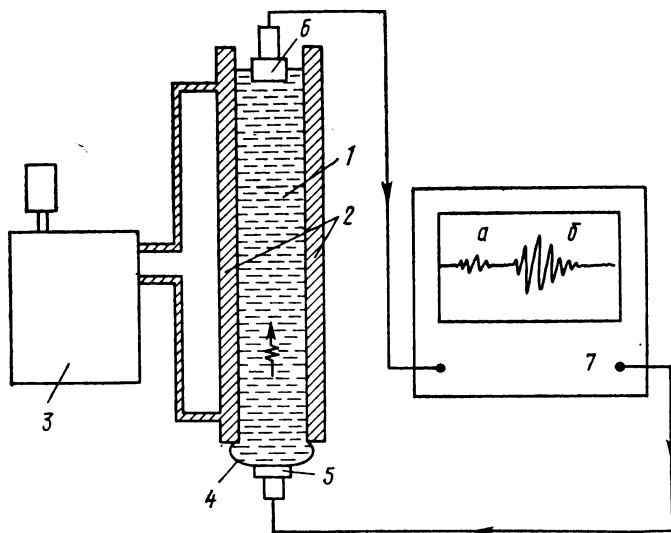


Рис. 3.13. Схема установки для измерения скорости распространения УЗВ в жидкости импульсным методом: а) импульс бежит по стеклу; б) импульс бежит по воде

Схема установки приведена на рис. 3.13. Волновод 1 — стеклянная трубка с двойными стенками, образующими «рубашку» для протекающей воды 2. Вода в «рубашку» поступает из термостата 3. Верхний конец стеклянной трубки открыт, а нижний — затянут тонкой резиновой мембраной 4. Контакт излучающей акустической головки 5 с водой происходит через

мембрану. Для лучшего контакта излучателя с мембраной на обе поверхности наносится тонкий слой смазки. Через мембрану УЗВ передается в воду в волноводе. В то же время мембрана не дает УЗВ распространяться по стеклу волновода. Приемная акустическая головка 6 опущена в воду сверху.

Измерение времени прохождения ультразвукового импульса по волноводу производится с помощью импульсного прибора УКБ-1М-7. Описание прибора УКБ-1М и правила работы с ним изложены в описании лабораторной работы 3.1.

Упражнение. Измерение скорости распространения УЗВ в воде

В начале работы следует охладить исследуемую жидкость (воду) до температуры около 10°C . Для этого открывают кран водопровода и включают насос термостата. Холодную воду надо пропускать через «рубашку» волновода 30—40 мин.

Акустическая головка 5 и мембрана 4 аккуратно очищаются и смазываются специальной смазкой. Головка прижимается к мембране в ее центральной части. Верхний уровень жидкости должен быть на 5—7 мм ниже края волновода. Головка 6 погружается в воду на 5 мм. Надо следить, чтобы на нижней поверхности головки 6 при погружении в воду не оставалось пузырьков воздуха, так как это сильно ослабляет принимаемый сигнал.

Включите прибор УКБ-1М ручкой «выкл. — сеть — смещ. Х». После 2—3 мин прогрева на экране осциллографического индикатора появляется картина. Добейтесь устойчивой картины. На экране должны быть видны два импульса (см. рис. 3.13): бегущий по стеклу и бегущий по воде. Малые смещения излучающей головки относительно середины мембраны и небольшие изменения давления на мембрану позволяют получить хорошую картину.

Установите ручками «усил.» и «осл. дБ» амплитуду первой отрицательной полуволны сигнала по воде на уровень нижней горизонтальной черты ММ (см. рис. 3.10). Ручкой «Отсчет плавно мкс» совместите первое вступление сигнала по воде с вертикальной чертой. Определите время t_x прохождения звука между головками в воде по времени запаздывания импульса. Отсчет произведите несколько раз и возьмите среднее значение.

Первое измерение времени произведите при температуре 8— 10°C , выключив водяное охлаждение, но не выключая насос термостата. Включите нагреватели термостата 200 и 400 Вт и установите на контактном термометре предельную температуру нагрева — 40°C . Через каждые 3— 4° измеряйте время задержки импульса. Закончив измерения, выключите нагрев термостата, не выключая насос. Выключите прибор УКБ-1М. Приподнимите приемную акустическую головку, вынув ее из воды. Протрите ее. Опустите излучающую головку,

отделив ее от мембраны. Очень осторожно протрите мембрану и поверхность головки, очищая их от контактной смазки.

В отчете по работе следует представить таблицу зависимости скорости звука в воде от температуры $t^{\circ}\text{C}$. По эмпирической формуле определите скорости звука при трех значениях температуры (через $\sim 10^{\circ}\text{C}$). Формула для зависимости скорости звука от температуры имеет вид

$$c[\text{м/с}] = 1402,736 + 5,03358t - 0,0579506t^2 + \\ + 3,31636 \cdot 10^{-4}t^3 - 1,45262 \cdot 10^{-6}t^4 + 3,0449 \cdot 10^{-9}t^5.$$

Измеренные и вычисленные скорости нанесите на график. По экспериментальной кривой найдите температурный коэффициент скорости звука в воде $\alpha = \Delta c / \Delta t$. По формуле (3.10), взяв плотности из таблиц, определите адиабатическую сжимаемость воды при комнатной температуре. Найдите изотермическую сжимаемость, приняв для воды $\gamma = 1,01$. Вычислите коэффициент теплового расширения воды по формуле (3.11), используя экспериментальные значения скорости звука и температуры, а удельную теплоемкость воды при постоянном давлении найдите по графику на рис. 3.14.

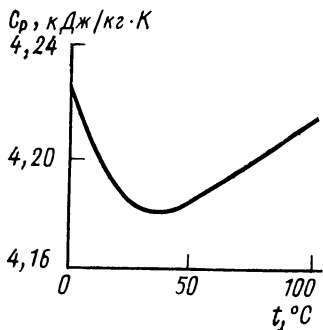


Рис. 3.14. График зависимости теплоемкости воды от температуры

Контрольные вопросы

1. На каком принципе работает прибор УКБ-1М?
2. Почему пузырьки воздуха у поверхности приемной акустической головки затрудняют прием сигнала? Как изменятся условия приема, если между поверхностями головки и воды оставить прослойку воздуха?
3. Какова роль мембраны? Какое соотношение между толщиной мембраны и длиной волны ультразвука должно существовать, чтобы мембрана выполняла свою роль?
4. Как зависит скорость УЗВ для большинства жидкостей от температуры? Для воды?
5. Как зависит температурный коэффициент скорости УЗВ от температуры?
6. Как зависит адиабатическая сжимаемость большинства жидкостей от температуры? Воды?
7. Как зависит коэффициент теплового расширения воды от температуры?

Литература

1. Кикоин И. К., Кикоин А. К. Молекулярная физика. М.: Наука, 1976. Гл. VII, § 95, 96.

2. Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964. Гл. 2, § 4, 5; гл. 3, § 14.
3. Бергман Л. Ультразвук. М.: ИЛ, 1957. Гл. 4, § 1, 3.

Лабораторная работа 3.4

ИЗУЧЕНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ ТВЕРДОГО ТЕЛА УЛЬТРАЗВУКОВЫМ МЕТОДОМ

Введение. Целью работы является изучение процесса распространения УЗВ в твердом теле. Измеряются скорости распространения продольных и поперечных (сдвиговых) УЗВ, определяются модули Юнга и модули сдвига. Рассчитывается характеристическая температура Дебая.

Оборудование лабораторной работы состоит из импульсного прибора ДУК-13, держателей для закрепления образцов и следующего набора образцов из алюминия и латуни: набора стержней разной длины диаметром 10 мм (длины указаны на установке), по одному стержню длиной 60 мм и диаметром 2 мм, по два полуцилиндрических блока.

Методика работы заключается в измерении времени прохождения УЗВ от акустической головки прибора ДУК-13 в исследуемом образце до его границы с воздухом и обратно. Приемная акустическая головка совмещена в одном корпусе с излучающей.

Схема установки для измерения скорости продольной УЗВ в стержнях приведена на рис. 3.15. Стержни 1 из алюминия и латуни закреплены в стойке. К верхним торцам стержней прижимается акустическая головка 2, которая может передвигаться вдоль верхней планки.

Схема установки для измерения скорости распространения продольной и поперечной УЗВ в металле приведена на рис. 3.16. Ультразвуковая волна распространяется в блоках в форме полуцилиндра. Акустическая головка укреплена на держателе из оргстекла так, что УЗВ, пройдя некоторый путь l в оргстекле, попадает на границу раздела оргстекло—металл под определенным углом. В результате чего в металле может распространяться и продольная и поперечная волны.

При падении продольной волны под достаточно большим углом (50° в настоящей работе) на границе и с алюминием и латунью происходит полное внутреннее отражение продольной волны (см. рис. 3.1), в металле распространяется только поперечная волна. В случае падения под меньшими углами (15° в настоящей работе) в металле присутствуют обе волны, поэтому положение акустической головки подбирается так, чтобы регистрировалась только продольная отраженная волна.

Прибор ДУК-13 состоит из двух блоков. Один блок является блоком питания, а второй — служит для возбуждения ультразвуковых импульсов в излучающей головке, приема отра-

женного импульса и измерения времени запаздывания эхо-импульса. В акустической головке возбуждаются импульсы длительности 2—3 мкс частоты $f \approx 2$ МГц с частотой следования 3—4 кГц.

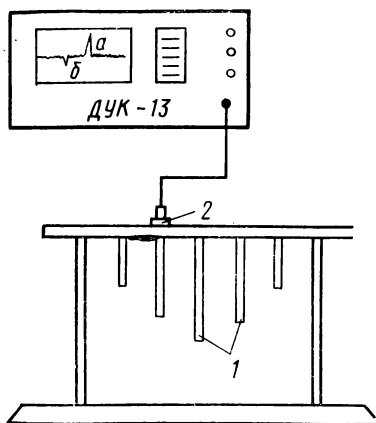


Рис. 3.15. Схема установки для измерения скорости упругих волн в стержнях. На экране индикатора: а) сигнал; б) строб

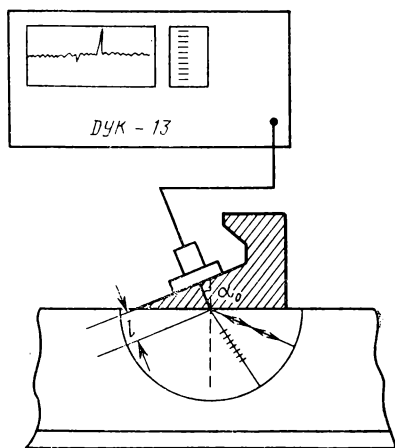


Рис. 3.16. Схема установки для измерения скоростей поперечной и продольной волн

Принятый эхо-импульс детектируется, усиливается и в виде положительного сигнала подается на экран осциллографического индикатора прибора ДУК-13. Запуск развертки происходит одновременно с запуском излучаемого (зондирующего) импульса. Специальное устройство вырабатывает отрицательную метку-строб, совмещение которой с эхо-импульсом на экране позволяет по шкале прибора определить время прохождения импульса в исследуемом образце.

В начале работы кабель от акустической головки подключается к верхнему блоку прибора. Ручки прибора должны находиться в следующих положениях:

«глуб. контр.» — в крайнем правом;

«ВРЧ» (временная регулировка чувствительности) — в крайнем левом;

«чувств.» — в крайнем правом;

тумблер «контроль» — «от поверх.»;

тумблер «1,8—2,5 МГц» — 1,8 МГц.

Включаются тумблеры «сеть» на блоках питания и измерения. Загораются сигнальные лампочки, и через 2—3 мин появляется картина на экране. Видны помехи из-за внутренних отражений в акустической головке. Плавно поворачивая ручку «ВРЧ», а затем «чувств.», следует подавить помехи так, чтобы

полезный сигнал был четко различим на экране. Горизонтальным лимбом «коорд. деф.» надо совместить отрицательный сигнальный импульс-строб с началом эхо-сигнала. По нижней шкале барабана отсчитывается время распространения импульса t_x в мкс.

Упражнение 1. Измерение скорости распространения продольных УЗВ в стержнях

На установке, схема которой приведена на рис. 3.15, со всеми стержнями поочередно производится измерение времени распространения ультразвукового импульса. Для этого акустическую головку перемещают от одного стержня к другому. Головку следует устанавливать аккуратно, особенно при измерениях на тонких стержнях. Для акустического контакта на торцы стержней наносится тонкий слой специальной смазки.

По результатам измерений на стержнях разной длины, но одного диаметра строят график зависимости времени распространения УЗВ от длины стержня l для алюминия и латуни. По наклону полученных прямых определяют скорости распространения УЗВ в каждом материале. Находят скорости распространения УЗВ и в тонких стержнях. Дальнейшая обработка результатов проводится по совместным результатам измерений в первом и втором упражнениях.

Упражнение 2. Измерение скоростей распространения продольной и поперечной волн и расчет характеристической температуры

На установке, схема которой приведена на рис. 3.16, измерение скоростей продольной и поперечной волн производится на четырех полцилиндрических блоках. На рисунке показано, как УЗВ, пройдя путь l в оргстекле 1 от акустической головки 2, преломляется на границе с металлом 3, образуя продольную и поперечную волны. Путь УЗВ в металле равен L . Скорость распространения УЗВ в металле может быть найдена из выражения

$$c = \frac{2L}{t_x - 2l/c_0},$$

где t_x — измеренное время прохождения УЗВ пути в оргстекле, металле и обратно, $c_0 = 2670$ м/с — скорость УЗВ в оргстекле. Длина пути в металле и оргстекле для каждого образца указана на установке. Углы падения на границу раздела характеризуют тип регистрируемой волны. В двух блоках с углом падения $\sim 50^\circ$ наблюдается только поперечная волна, а в блоках с углом падения $\sim 15^\circ$ регистрируется только продольная.

В отчете следует привести измеренные скорости для двух типов волн в двух материалах. Для каждого материала вычис-

ляют модули сдвига по формуле (3.4) и коэффициенты Пуассона по формуле

$$\nu = \frac{c_{\parallel}^2 - 2c_{\perp}^2}{c_{\parallel}^2 - c_{\perp}^2}.$$

Плотности материалов берут из таблиц. Полученные результаты для коэффициентов Пуассона используйте для определения модулей Юнга по измерениям скоростей продольных УЗВ в стержнях диаметром 10 мм в упражнении 1.

Интересно найти скорости продольных волн в тонких стержнях по найденным значениям модулей Юнга, используя формулу (3.5), и сравнить результаты с измеренными скоростями УЗВ на тонких стержнях в упражнении 1. Объясните полученные результаты.

Для алюминия следует рассчитать характеристическую температуру Дебая по формуле (3.6), зная скорости распространения продольной и поперечной волн, постоянную решетки алюминия $a = 4,05 \cdot 10^{-10}$ м и среднее число атомов в ячейке гранцентрированной решетки $N = 4$.

Контрольные вопросы

1. Какова методика определения времени распространения ультразвукового импульса в образце?
2. Как работает прибор ДУК-13?
3. Какие измерения надо провести, чтобы определить модуль Юнга материала? Модуль сдвига? Коэффициент Пуассона?
4. Что означает «тонкий» или «толстый» стержень?
5. Как можно возбудить поперечные упругие волны?
6. Для чего служит слой смазки между торцом стержня и акустической головкой?
7. Выведите формулу для определения коэффициента Пуассона из скоростей распространения продольной и поперечной волн.
8. Из измерения каких величин можно определить характеристическую температуру Дебая?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. С. 313—320.
2. Лепендин Л. Ф. Акустика. М.: Высшая школа, 1978. С. 395—413.
3. Ноздрев В. Ф., Федорищенко Н. В. Молекулярная акустика. М.: Высшая школа, 1974. С. 161.
4. Смирнов А. А. Молекулярно-кинетическая теория металлов. М.: Наука, 1966. С. 90—104, 147—154.

4. ЛАБОРАТОРИЯ ИЗУЧЕНИЯ РЕАЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Экспериментальная методика и аппаратура. Целью настоящего раздела является изучение прямых экспериментальных методов определения важнейших характеристик реальных жидкостей и газов: коэффициента теплового расширения, теплоты парообразования, коэффициента поверхностного натяжения и др. Кроме того, осваивается техника косвенного определения критических параметров вещества с использованием минимального набора данных о физических свойствах вещества. Эта техника основана на использовании ряда эмпирических формул, являющихся следствием термодинамического метода подобия веществ.

В процессе выполнения лабораторных работ данного раздела студенты знакомятся с работой таких приборов, как рефрактометр, вискозиметр, термостат, приборы для измерения коэффициента поверхностного натяжения и др.

Основными характеристиками термодинамического состояния вещества являются давление p , температура T и молярный объем V_m . Уравнение, связывающее эти величины, называется уравнением состояния. Из уравнения состояния могут быть получены различные характеристики: коэффициент сжимаемости, коэффициент теплового расширения и т. д.

Для идеальных газов уравнение состояния имеет вид

$$pV_m = RT. \quad (4.1)$$

Оно содержит лишь одну универсальную газовую постоянную $R = 8,3$ Дж/моль·К. Для реальных газов это уравнение выполняется лишь приближенно и лишь при определенных условиях, а для жидкостей совсем несправедливо.

Следующим приближением к уравнению состояния жидкостей и газов является уравнение Ван-дер-Ваальса

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT. \quad (4.2)$$

Это уравнение качественно объясняет поведение изотерм, изохор, изобар реальных жидкостей и газов. В него помимо R входят еще параметры a и b , являющиеся индивидуальными характеристиками вещества. Уравнение (6.2) может быть записано в безразмерных приведенных переменных φ , π , τ :

$$\left(\pi + \frac{3}{\varphi^2}\right)(3\varphi - 1) = 8\tau. \quad (4.3)$$

Здесь

$$\varphi = \frac{V_m}{V_{km}}; \pi = \frac{p}{p_k}; \tau = \frac{T}{T_k}, \quad p_k, T_k, V_{km}$$

— критические характеристики вещества: давление, температура, молярный объем.

Для веществ, подчиняющихся уравнению Ван-дер-Ваальса, в состоянии, где равны две приведенные переменные, должны быть равны и третьи. Состояния с одинаковыми приведенными значениями φ , π , τ называются соответственными состояниями.

Для веществ, подчиняющихся закону соответственных состояний (4.3) (в приведенных переменных), должны одинаково записываться уравнения изотерм, изохор, изобар, коэффициент теплового расширения, коэффициент сжимаемости и другие характеристики.

Для полного определения состояния вещества, подчиняющегося уравнению (4.3), необходимо кроме основных термодинамических характеристик p , T , V_m знание еще двух индивидуальных параметров a и b . Для нахождения этих констант необходимы дополнительные экспериментальные данные о веществе, например любые две из трех критических величин.

Как показали многочисленные эксперименты, уравнение Ван-дер-Ваальса в большинстве случаев тоже не отражает достаточно точно свойства реальных жидкостей и газов. В более общем виде уравнение состояния можно записать в виде обобщенного закона соответственных состояний. Это уравнение имеет вид

$$F(\pi, \varphi, \tau, A, B, C, \dots) = 0, \quad (4.4)$$

где A , B , C и т. д. — безразмерные индивидуальные параметры данного вещества. Это уравнение выражает многопараметрический обобщенный закон соответственных состояний.

Анализ многочисленного экспериментального материала приводит к выводу, что для описания термодинамических свойств большого числа веществ с достаточной степенью точности можно использовать однопараметрическое уравнение вида

$$F(\pi, \varphi, \tau, A) = 0. \quad (4.5)$$

Здесь A — безразмерный параметр. Для получения уравнения вида (4.5) необходимо знание уже не двух, а трех независимых величин.

К числу веществ, подчиняющихся уравнению вида (4.5), относятся большинство органических веществ и их галогенопроизводных (метан, этан, четыреххлористый углерод, фреоны и т. д.), эфиры, кетоны, альдегиды. Эти вещества называются нормальными. Плохо подчиняются закону (4.5) вещества, способные к ассоциации, такие, как вода, спирты, органические кислоты.

Так же как и для уравнения (4.3), набор индивидуальных независимых характеристик неоднозначен. В качестве таких характеристик могут быть взяты, например, критические величины p_k , T_k , V_{km} , коэффициент изотермического сжатия и другие величины.

В качестве дополнительного параметра уравнения (4.5) берется обычно безразмерная комбинация перечисленных выше величин. Примером таких параметров являются параметры Z_k и A , определяемые соотношениями

$$Z_k = \frac{RT_k}{p_k V_{km}}, \quad (4.6)$$

$$Z_k = 0,2563 + 0,0535 \log A. \quad (4.7)$$

Даже для однопараметрического случая явное выражение для уравнения состояния не получено. Однако из уравнения (4.5) следует, что значение индивидуального параметра и основных термодинамических параметров характеристик достаточно для определения любой другой характеристики вещества в жидком и газообразном состояниях.

Этот вывод подтверждается экспериментами. Найдено большое число эмпирических формул, которые с той или иной степенью точности приближенно описывают свойства веществ через указанные выше величины.

Рассмотрим некоторые из этих формул.

1. Формула, связывающая давление насыщенных паров и температуру:

$$-\log \pi = K \left(\frac{T_k}{T} - 1 \right). \quad (4.8)$$

Здесь K — коэффициент, выражаемый через параметр A :

$$K = \frac{2 - \log A}{1,6}. \quad (4.9)$$

2. Формула Бачинского для коэффициента вязкости жидкостей

$$\eta = \frac{C}{V_m - b}. \quad (4.10)$$

Здесь C — константа, V_m — молярный объем жидкости, b — постоянная, близкая к константе Ван-дер-Ваальса.

3. Формула Бачинского для коэффициента поверхностного натяжения σ :

$$\sigma = 0,0741 \sigma^* \left(\frac{\rho_{ж} - \rho_{пар}}{\rho_{ж}} \right)^4. \quad (4.11)$$

Здесь константа σ^* выражается через критические параметры:

$$\sigma^* = 0,984 \frac{T_{\text{к}}}{V_{\text{км}}^{2/3}} Z_{\text{к}}^{2/3}. \quad (4.12)$$

При подстановке в это выражение $T [K]$, $V_{\text{км}} [\text{см}^3/\text{моль}]$ величина σ^* имеет размерность $[\text{дин}/\text{см}]$.

4. Формула, связывающая коэффициент теплового расширения жидкости и ее температуру:

$$\frac{T}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = 1,22 \left(\frac{T}{T_{\text{к}}} \right)^2. \quad (4.13)$$

5. Приближенная формула, связывающая плотность и температуру жидкости на линии насыщения:

$$\frac{\rho}{\rho_{\text{к}}} = 3,95 - 1,95\tau. \quad (4.14)$$

Из перечисленных выше соотношений следует, что, измерив экспериментально одну или две характеристики вещества, например температурную зависимость плотности, можно с определенной степенью точности сделать расчет таких величин, как критическая температура, давление, теплота парообразования и др.

Исходный набор данных для расчетов неоднозначен. Выбор этих данных определяется конкретной задачей. Чаще всего для определения свойств вещества используются характеристики, достаточно точно измеряемые экспериментально, такие, как температура кипения, зависимость плотности жидкости от температуры, критические параметры, коэффициент вязкости, давление насыщенных паров, коэффициент поверхностного натяжения и др.

Рассмотрим основные экспериментальные методы измерения этих величин.

Определение удельных объемов V и плотностей ρ жидкостей и газов

Большинство реальных жидкостей при нормальных условиях обладает малой сжимаемостью. Поэтому для исследования зависимости V и ρ от величины давления p и температуры T используются системы, создающие высокое давление. Принципиальная схема такой установки представлена на рис. 4.1. Исследуемое вещество помещается в капилляр C известного диаметра, нижний открытый конец которого погружен в резервуар со ртутью P . Капилляр и резервуар помещаются в толстостенную камеру K , стенки которой термостатируются.

В камеру с помощью гидравлического насоса H нагнетается жидкость (масло или глицерин), которая заставляет ртуть подниматься по капилляру C и сжимать исследуемое вещество. Давление в системе измеряется тензодатчиком M . Через окно

О ведется наблюдение за объектом капилляра, занятого исследуемым веществом.

Системы такого типа позволяют измерять зависимость плотности жидкости и газов при разных температурах от давлений вплоть до $5 \cdot 10^8$ Па и выше. Точность измерений до 0,2%.

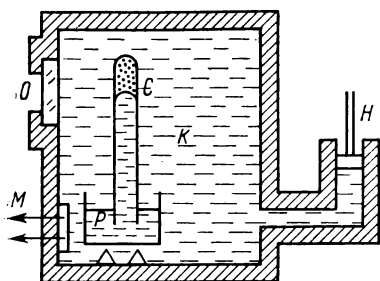


Рис. 4.1. Схема установки для измерения плотности жидкостей и газов

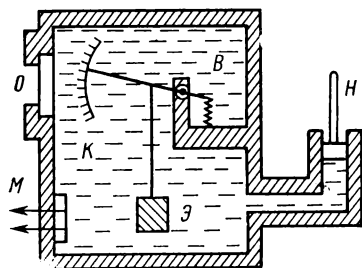


Рис. 4.2. Схема установки для измерения плотности жидкостей и газов

Другой вариант измерительной системы основан на методе гидростатического взвешивания (рис. 4.2). В толстостенную камеру К помещается исследуемое вещество, которое сжимается гидравлическим насосом Н. В камере находится эталонное тело Э известного объема и массы, уравновешенное на весах В. При сжатии вещества в камере равновесие нарушается. Уменьшение веса тела Э за счет изменения гидростатической выталкивающей силы регистрируется через окно О. По изменению веса рассчитывается изменение плотности исследуемого вещества. Давление регистрируется тензодатчиком М.

В других вариантах этой схемы датчиком веса тела является тензометрическая проволока, на которой подвешивается тело Э. При изменении натяжения проволоки меняется ее сопротивление, что регистрируется с помощью омметра.

Измерение давления насыщенных паров вещества и теплоты парообразования жидкостей

Описанная выше система (рис. 4.1) позволяет также измерять давление насыщенных паров вещества, находящегося при температуре ниже критической. В этом случае вещество в капилляре при достаточном давлении переходит в двухфазное состояние. Давление, регистрируемое тензодатчиком М, равно давлению насыщенных паров вещества в равновесном состоянии.

При измерении температурной зависимости насыщенных паров $p(T)$, близкого к атмосферному, используется система, представленная на рис. 4.3. Система включает в себя резерву-

ар P , который предварительно откачивается через кран $K1$ с помощью вакуумного насоса H . К резервуару присоединен ртутный манометр M . Через кран $K2$ в резервуар впускается некоторое количество исследуемой жидкости. Вся система — резервуар и манометр — термостатируется. При фиксированной температуре манометр показывает давление насыщенных паров

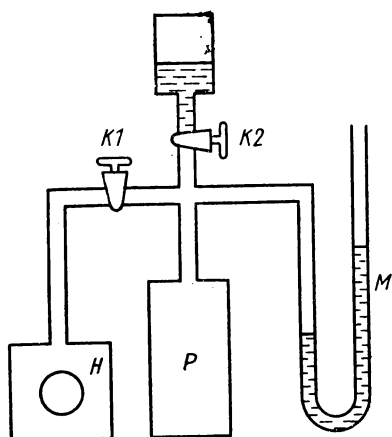


Рис. 4.3. Схема установки для измерения давления насыщенных паров

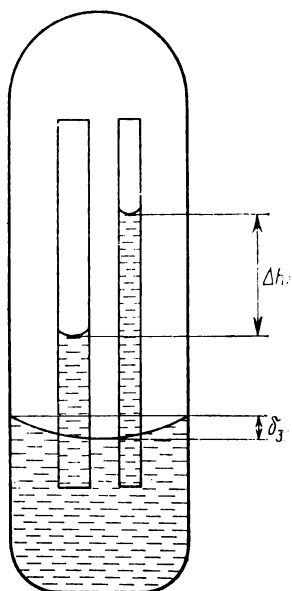


Рис. 4.4. Прибор для измерения коэффициента поверхностного натяжения с помощью капилляров

жидкости. После измерения зависимости $p(T)$ теплоту парообразования q можно рассчитать, используя соотношение Клапейрона—Клаузиуса

$$\frac{dP}{dT} = \frac{1}{T} \frac{q}{V_1 - V_2}, \quad (4.15)$$

где V_1 и V_2 — удельные объемы пара и жидкости при температуре T . Другие методы определения теплоты парообразования описаны в п. 2.

Измерение коэффициента поверхностного натяжения. Выбор того или иного способа измерения коэффициента поверхностного натяжения зависит от свойств жидкости: плотности, летучести, смачиваемости, прозрачности и т. д. Одним из наи-

более известных методов является метод, основанный на измерении высоты h поднятия жидкости в капилляре. Величины σ и h связаны соотношением

$$\sigma = \frac{1}{2} gh (\rho_1 - \rho_2) r, \quad (4.16)$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотности жидкости и воздуха, r — радиус капилляра.

Если выполняется условие $r < 2,5 \cdot 10^{-3} h$, то формула (4.16) обеспечивает точность определения σ до 0,1%. Если радиус капилляра больше, то для точных расчетов необходимо пользоваться другим соотношением.

В том случае, когда жидкость летучая или химически активна, применяется метод измерения в замкнутой ампуле. Часто в этом случае мениск жидкости в ампуле не горизонтальный (рис. 4.4). Отсчет высоты поднятия жидкости в капилляре в этом случае ведут не от уровня ее в ампуле. Измеряется разность высот жидкости Δh в двух капиллярах, помещенных в ампулу. Величины σ и Δh связаны соотношением

$$\sigma = \frac{\Delta h (\rho_1 - \rho_2) g r_1 r_2}{4(r_1 - r_2)} \frac{r_3^2 + \delta_3^2}{r_3 \delta_3}, \quad (4.17)$$

где r_1 , r_2 , r_3 — соответственно радиусы капилляров и ампулы, δ_3 — высота мениска в ампуле.

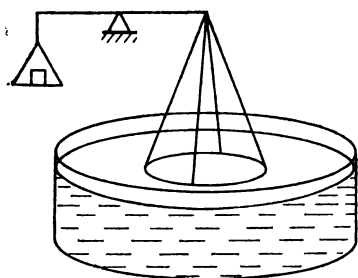


Рис. 4.5. Прибор для измерения коэффициента поверхностного натяжения методом отрыва кольца

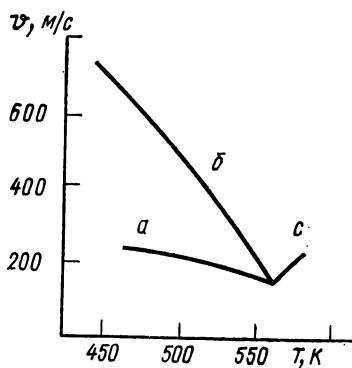


Рис. 4.6. Зависимость скорости звука от температуры в бутильном спирте: а) в парах; б) в жидкой фазе; в) в газообразной фазе $T > T_{кр}$

Часто для измерения коэффициента поверхностного натяжения применяют относительные методы измерения. Схема одного из таких методов представлена на рис. 4.5. На плече весов подвешено кольцо из смачиваемого вещества так, чтобы оно

касалось поверхности исследуемой жидкости. Величина силы, необходимой для отрыва кольца от поверхности жидкости, пропорциональна длине кольца и величине σ

$$F = A\sigma L. \quad (4.18)$$

Константа A определяется при градуировке прибора по жидкости с известным σ .

К динамическим методам определения σ относится метод, основанный на измерении скорости поверхностных волн v . Эта скорость выражается соотношением

$$v = \sqrt{\frac{\lambda g}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda}}. \quad (4.19)$$

Здесь λ — длина поверхностной волны, ρ — плотность жидкости. Измерив величину v , можно рассчитать σ .

Определение критических параметров. Достижение критического состояния вещества может быть осуществлено с помощью одной из установок, приведенных на рис. 4.1 и 4.2. Экспериментальная сложность измерения критических параметров связана с трудностью регистрации наступления критического состояния. Чаще всего достижение критической точки определяют оптическим методом. Оптические свойства жидкости вблизи критической точки сильно меняются. Наблюдаются опалесценция, помутнение вещества, исчезает разделительный мениск.

Для определения критической точки используются также ультразвуковые методы.

На рис. 4.6 представлена зависимость скорости звука в парах (кривая a), в жидкой фазе (кривая b) и в газообразной фазе при $T > T_k$ (кривая c) для бутилового спирта. Кривые имеют резкий излом в точке T_k . Это позволяет с хорошей точностью определять критическую температуру.

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981.. § 29—32, 34, 35.
2. Филиппов Л. П. Подобие свойств веществ. М.: Изд-во МГУ, 1978.. § 1—5.
3. Филиппов Л. П. Закон соответственных состояний. М.: Изд-во МГУ, 1983. С. 1—32.
4. Рид Р., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1971..
5. Свенсон К. Физика высоких давлений. М.: ИЛ, 1963.

Лабораторная работа 4.1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКОСТИ

Введение. Целью настоящей работы является изучение способов расчета критических параметров жидкости с использованием следствий обобщенного закона соответственных состоя-

ний. В ходе работы осваивается методика измерения таких характеристик вещества, как показатель преломления, плотность, вязкость, коэффициент поверхностного натяжения вещества. Изучается работа таких приборов, как рефрактометр, вискозиметр, прибор для измерения коэффициента поверхностного натяжения.

Оборудование. Рефрактометр, термостат, вискозиметр, капиллярный измеритель коэффициента поверхностного натяжения, осветитель, измерительный микроскоп.

Измерение критических параметров давления p_k , температуры T_k и объема $V_{км}$ для большинства веществ представляет сложную экспериментальную задачу. Причина этого в том, что для проведения таких измерений необходима аппаратура, позволяющая работать при температурах порядка 400—600 К и давлениях от 10 до 100 атм. Поэтому большое значение имеет разработка методов, позволяющих рассчитывать p_k , T_k , $V_{мк}$ с определенной точностью, используя экспериментальные данные о веществе, полученные при условиях, близких к нормальным.

Имеющиеся методы расчета базируются на эмпирических формулах, которые являются следствием обобщенного закона соответственных состояний. Эти формулы проверены для большого числа веществ, главным образом органических жидкостей.

Измерение физических характеристик органических жидкостей имеет большое значение, так как они входят в состав различных топливных смесей, являются сырьем для многих продуктов химической промышленности, служат в качестве хладагентов в холодильных установках и т. д.

Исходными экспериментальными данными для расчетов могут служить температурные зависимости плотности вещества, вязкости, коэффициента температурного расширения и др.

Помимо определения критических параметров эмпирические формулы, являющиеся следствием обобщенного закона соответственных состояний, дают возможность рассчитать температурную зависимость ряда физических характеристик вещества: давление насыщенных паров, коэффициент поверхностного натяжения и др.

В настоящей работе критические параметры вещества определяются с помощью измеренной зависимости плотности и вязкости вещества от температуры.

Полученные данные используются также для расчета температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения и сравнения ее с зависимостью, полученной экспериментально.

Описание установки. Блок-схема установки приведена на рис. 4.7. В состав установки входят термостат 1, рефрактометр 2, вискозиметр 3, прибор для измерения коэффициента поверхностного натяжения 4.

Рефрактометр — прибор для определения температурной зависимости показателя преломления жидкости. В нем приме-

няется относительный метод измерений. Схема прибора приведена на рис. 4.8. Рабочая ячейка прибора состоит из двух отсеков, разделенных между собой прозрачной перегородкой 3. В отсеке 1 находится исследуемая жидкость, в отсеке 2 — эталонная жидкость с известным показателем преломления. Ячейка с торцов герметически закрыта прозрачными окнами 4. Ячейка

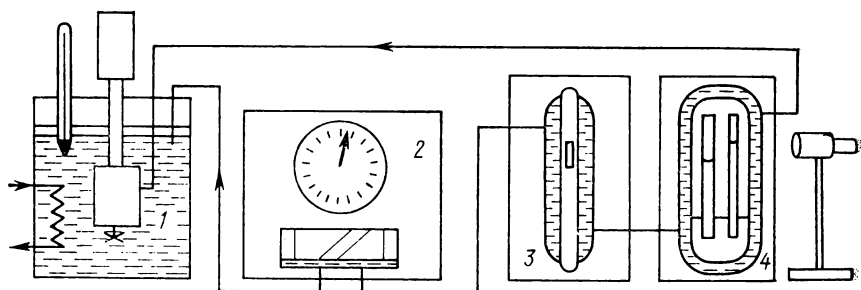


Рис. 4.7. Схема измерительной установки

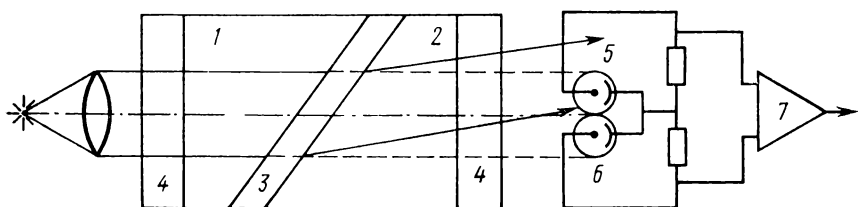


Рис. 4.8. Схема рефрактометра

Разделяющая перегородка расположена под углом 45° к оптической оси системы. Вдоль оси ячейки направляется параллельный пучок света. Если показатели преломления сред по обе стороны перегородки не равны, то луч отклонится от оптической оси. Отклонение луча нарушает баланс сигналов, получаемых с двух светодетекторов 5 и 6. Сигнал разбалансировки подается на усилитель 7, который вырабатывает напряжение, пропорциональное изменению разности показателей преломления веществ в отсеках ячейки.

В исходном положении при начальной температуре T прибор балансируется так, чтобы указатель его был установлен на нулевое деление. При изменении температуры на ΔT показатель преломления эталонного вещества n_3 изменяется на Δn_3 , а показатель преломления исследуемого вещества n — на Δn . Круговой индикатор на передней панели прибора укажет величину, равную разности $N = \Delta n - \Delta n_3$. Точность измерения прибора $5 \cdot 10^{-4}$.

Измерения ведутся в диапазоне от 20 до 50°С. При этих температурах изменение показателя преломления жидкости определяется главным образом изменением плотности вещества. Поэтому можно считать, что относительные температурные коэффициенты плотности, показателя преломления и молярного объема V_m равны

$$\beta = \frac{1}{V_m} \frac{dV_m}{dT} = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{n_0 - 1} \frac{dn}{dT}. \quad (4.20)$$

Для расчета температурной зависимости $\rho(T)$ необходимо также знать величины плотности вещества ρ_0 и показателя преломления n_0 его в одной точке T_0 . Эти данные приведены на установке.

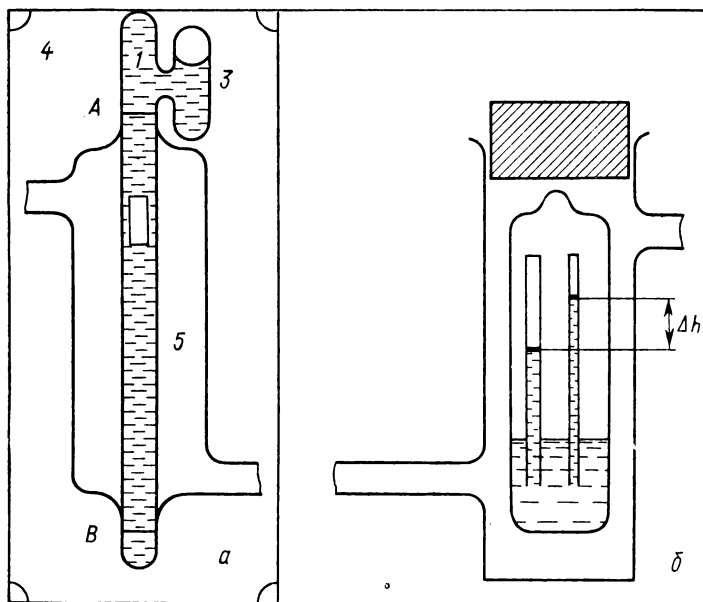


Рис. 4.9: а) вискозиметр; б) капиллярный измеритель поверхностного натяжения

Вискозиметр. Прибор для измерения коэффициента вязкости жидкости состоит из трубки с исследуемым веществом (рис. 4.9, а). В трубке 1 расположен небольшой цилиндр из фторопласта. Измеряется время t вертикального движения цилиндра под действием силы тяжести между двумя метками А и В, нанесенными на трубку.

Метод измерения вязкости жидкости тоже является относительным. Коэффициент вязкости рассчитывается по формуле

$$\eta = Bt, \quad (4.21)$$

где B — константа, приведенная на приборе.

Трубка имеет боковой отросток 3, где собираются пузырьки воздуха, выделившегося из исследуемого вещества. Водяная рубашка 5, по которой циркулирует вода из термостата, поддерживает необходимую температуру.

Прибор укреплен на вертикальной плоскости 4, которая может вращаться вокруг горизонтальной оси. Это позволяет поворачивать прибор на 180° . Сперва измеряется время падения цилиндра в одном направлении, а после поворота вискозиметра — в другом. Погрешность измерения времени не должна превосходить 0,2 с. При повороте прибора необходимо следить за тем, чтобы отросток с пузырьком воздуха всегда оставался над осью трубки. Иначе воздушный пузырек проникнет в трубку и будет мешать движению фторопластового цилиндра.

Прибор для измерения коэффициента поверхностного натяжения представляет собой стеклянную вертикальную ампулу, в которой размещены два капилляра радиусов r_1 и r_2 . Нижние концы капилляров погружены в исследуемую жидкость (рис. 4.9, б). Коэффициент поверхностного натяжения может быть рассчитан, если известна разность высот в капиллярах:

$$\sigma = \frac{\rho g \Delta h}{r_2 - r_1} \frac{1}{2} r_1 r_2. \quad (4.22)$$

Ампула помещается в термостатируемый резервуар с водой. Измерение разности Δh высот жидкости в капиллярах ведется с помощью измерительного микроскопа. Значения величин r_1 и r_2 приведены на установке.

Упражнение. Измерение температурной зависимости плотности, вязкости и коэффициента поверхностного натяжения жидкости

Измерение всех трех величин ведется параллельно. Температура во всех трех измерительных приборах задается одним термостатом и определяется по термометру 5 (см. рис. 4.7), установленному в системе термостатирования.

Перед началом работы необходимо убедиться по термометру, расположенному на термостате, что исходная температура T_1 не превосходит 25°C . Если температура выше этой величины, то следует обратиться к лаборанту и произвести охлаждение термостата.

После получения достаточно низкой температуры включаются термостат и мотор насоса. Затем включается рефрактометр. Для этого ручку «сеть» на панели прибора перевести в положение 1. При этом загораются сигнальные лампочки. Через 1—2 мин стрелка кругового указателя устанавливается

вблизи нуля шкалы. Отклонение от нуля в начальном состоянии не должно превосходить 1 дел. (по внешней шкале).

Спустя 4—5 мин после включения термостата, необходимо сделать измерения с помощью всех трех приборов. Нагреватели термостата остаются выключенными.

Показания рефрактометра снимаются по внешней шкале. Первое показание рефрактометра $N=0$. Относительно него ведутся дальнейшие измерения.

Измерение коэффициента вязкости производится путем определения времени падения цилиндра в вискозиметре t . Измерение производится не менее четырех раз при каждой температуре. Результаты измерений усредняются.

Начальное значение коэффициента поверхностного натяжения определяется по разности высот менисков в двух капиллярах. Для этого микроскоп фокусируется на капилляры. Разность высот определяется по шкале, видимой в поле зрения микроскопа. В дальнейшем при изменении температуры достаточно следить за изменением мениска только в одном, более тонком капилляре. Изменение коэффициента поверхностного натяжения относительно начального значения определяется по формуле

$$\Delta\sigma = \frac{r_1 \rho g \delta h}{2}, \quad (4.23)$$

где δh — изменение высоты поднятия мениска в тонком капилляре.

После регистрации начальных данных со всех трех приборов необходимо перевести контактный термометр термостата на температуру, превышающую комнатную на 4—6°, и включить нагреватели. Выждать, пока не будет достигнута новая температура. При этом сигнальные лампочки нагревателей термостата погаснут. В этом состоянии системы надо выждать 5 мин для установления температуры в приборах. Затем снова снять показания всех трех приборов.

В дальнейшем таким же образом увеличивать температуру системы ступенями на 4—6°. На каждой ступени выждать 5 мин и затем делать измерения. Работу вести до температуры 50°С так, чтобы получить не менее шести точек.

Обработка результатов. Построить график зависимости $N(\Delta T)$, где $\Delta T = T - T_1$.

Найти графически производную $\left(\frac{dN}{dT}\right)_{\text{отн}}$. Рассчитать производную $\frac{dn}{dT} = \left(\frac{dN}{dT}\right)_{\text{отн}} + \left(\frac{dn}{dT}\right)_{\text{эт}}$, где $\left(\frac{dn}{dT}\right)_{\text{эт}}$ — температурный коэффициент эталонного вещества, приведенный на установке.

Вычислить относительный коэффициент температурного расширения вещества $\beta = \frac{1}{n_0 - 1} \frac{dn}{dT}$. Здесь n_0 — показатель преломления исследуемой жидкости при температуре T_0 .

Рассчитать $T_{кр}$ по формуле $T_{кр} = \sqrt{\frac{1,22T}{\beta}}$, которая следует из соотношения (4.13). Дифференцируя по T уравнение (4.14), получаем выражение $\rho_k = \beta \frac{T_k}{1,95} \rho_0$. Вычислить критический молярный объем $V_{км} = \frac{\mu}{\rho_k}$.

Вычислить молярный объем жидкости как функцию температуры по формуле

$$V_m = \frac{\mu}{\rho_0} \left(1 + \frac{1}{n_0 - 1} \left(\frac{dn}{dT} \right) \Delta T \right), \quad (4.25)$$

здесь $\Delta T = T - T_0$. Расчет сделать для $T = 20, 30, 40, 50, 60^\circ \text{C}$. Построить график зависимости экспериментально полученной величины η от T . По графику найти η для температур 20, 30, 40, 50 и 60°C . По этим данным построить график зависимости $1/\eta$ от V_m . Путем линейной экстраполяции графика найти точку пересечения его с осью абсцисс. Найти отрезок b между точкой пересечения и началом координат. Рассчитать критический объем $V_k = 3b$.

Рассчитать безразмерный параметр $Z_k = 0,256 - 0,053 \log A$ для заданной величины A исследуемого вещества. Вычислить критическое давление $p_k = \frac{Z_k R T_k}{V_{км}}$.

Рассчитать теоретически зависимость коэффициента поверхностного натяжения как функцию температуры в диапазоне от 20 до 60°C по формуле Бачинского (4.11). Найти температурный коэффициент $\frac{d\sigma}{dT}$.

Построить график экспериментальной зависимости σ от температуры T . Найти графически коэффициент $\frac{d\sigma}{dT}$. Сравнить его с теоретически рассчитанным.

Контрольные вопросы

1. Как записать уравнение Ван-дер-Ваальса в приведенных переменных?
2. В чем состоит обобщенный закон соответственных состояний?
3. В чем заключается принцип действия используемого рефрактометра?
4. При каких условиях справедливо соотношение (4.20)?
5. Какие требования предъявляются к эталонному веществу, используемому в рефрактометре?
6. Может ли в данной работе эталонным веществом быть вода, у которой показатель преломления при комнатной температуре $n_0 = 1,334$?

7. Почему для определения коэффициента поверхностного натяжения используется прибор с двумя капиллярами, а не с одним?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. Гл. 4, § 32.
2. Филиппов Л. П. Закон соответственных состояний. М.: Изд-во МГУ, 1983.
3. Филиппов Л. П. Подобие свойств веществ. М.: Изд-во МГУ, 1978.
4. Радченко И. В. Молекулярная физика. М.: Наука, 1965. § 15.4, 18.5.

Лабораторная работа 4.2

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОТЫ

ПАРООБРАЗОВАНИЯ И ВЯЗКОСТИ ВОДЫ

Введение. Целью настоящей работы является комплексное изучение физических свойств воды. В эксперименте одновременно измеряются давление насыщенных паров воды, ее вязкость как функция температуры. Проверяется соотношение Бачинского, рассчитываются теплота парообразования, энергия активации и ряд других характеристик. Получаемые результаты позволяют проиллюстрировать некоторые особенности воды, связанные со способностью ее молекул к ассоциации.

Оборудование. Термостат с контактным термометром, капиллярный вискозиметр, прибор для измерения давления насыщенных паров.

Зависимость давления насыщенных паров жидкости p от температуры T можно рассчитать, используя соотношение Клапейрона—Клаузиуса:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{1}{T} \frac{Q}{V_{2M} - V_{1M}}, \quad (4.26)$$

где V_{2M} и V_{1M} — молярные объемы пара и жидкости, Q — молярная теплота парообразования при температуре T . Учитывая, что при комнатных условиях $V_{2M} \gg V_{1M}$, можно записать приближенное соотношение

$$\frac{dp}{dT} \simeq \frac{1}{T} \frac{Q}{V_{2M}}. \quad (4.27)$$

Если температура системы жидкость — пар далека от критической, то для насыщенных паров можно воспользоваться уравнением состояния идеального газа

$$pV_{2M} = RT. \quad (4.28)$$

Из уравнений (4.27) и (4.28) следует уравнение

$$\frac{dp}{dT} = \frac{pQ}{RT^2}. \quad (4.29)$$

Решая его, получаем формулу

$$\ln p = -\frac{Q}{RT} + c, \quad (4.30)$$

где c — постоянная интегрирования.

При решении уравнения (4.29) не учитывалась зависимость $Q(T)$. Это правомерно лишь для узкого интервала температур ΔT , для которого Q является средней величиной. В настоящей задаче Q определяется в диапазоне от 20 до 50°С. Таким образом, получаемое значение Q является усредненным для этого интервала температур.

Из формулы (4.30) следует, что тангенс угла наклона графика $\ln p \left(\frac{1}{T} \right)$ равен Q/R . Определив его, можно рассчитать молярную теплоту парообразования.

Величина Q складывается из двух частей. Первая часть — энергия, которая тратится на работу расширения пара, образующегося из жидкости. Она называется внешней теплотой парообразования. Если над поверхностью жидкости существуют только ее пары, то при испарении 1 моля вещества внешняя теплота парообразования равна

$$Q_1 = p(V_{2м} - V_{1м}), \quad (4.31)$$

здесь p — давление насыщенных паров.

Другая часть теплоты парообразования тратится на преодоление сил притяжения между молекулами жидкости. Эта часть называется внутренней теплотой парообразования. Она равна разности внутренних энергий моля пара и жидкости. При изотермическом испарении внутренняя теплота парообразования равна

$$Q_2 = \frac{a}{V_{1м}} - \frac{a}{V_{2м}}, \quad (4.32)$$

здесь a — постоянная Ван-дер-Ваальса.

Полная теплота парообразования 1 моля жидкости выражается формулой

$$Q = p(V_{2м} - V_{1м}) + a \left(\frac{1}{V_{1м}} - \frac{1}{V_{2м}} \right). \quad (4.33)$$

Величина молярного объема $V_{2м}$ много больше молярного объема воды $V_{1м}$. Так, для 20°С $V_{2м} \approx 10^6$ см³/моль, а $V_{1м} = 18$ см³/моль. Учитывая это, можно записать

$$Q \approx pV_{2м} + \frac{a}{V_{1м}}. \quad (4.34)$$

С ростом температуры Q убывает. Однако в небольшом интервале температур ΔT можно считать Q приблизительно постоянной.

Измерив Q , можно из соотношения (4.33) определить величину a .

Другой характеристикой, измеряемой в работе, является зависимость вязкости жидкости от ее температуры. Эта зависимость определяется соотношением

$$\eta = A \exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right), \quad (4.35)$$

где k — постоянная Больцмана, ε — энергия активации (см. лабораторную работу 5.1). Коэффициент вязкости тесно связан с удельным объемом V вещества. Для жидкостей эта связь выражается эмпирической формулой Бачинского

$$\frac{\sigma}{\eta} = V - d. \quad (4.36)$$

Здесь c — константа, d — величина, связанная с постоянной b Ван-дер-Ваальса соотношением $b = d \cdot \mu$, где μ — молярный вес воды.

Таким образом, комплекс характеристик $p(T)$, $\eta(T)$ и $V(T)$ дает в принципе возможность найти величины Q , ε , a , b , а следовательно, и критические величины вещества.

Надо отметить, что вода относится к числу аномальных веществ, молекулы которых способны к ассоциации. Эта способность зависит от условий, прежде всего от температуры и давления. Величины a и b , которые отражают характер межмолекулярных сил, тоже зависят от p и T . В случае воды подтверждение этому явлению можно найти, если сравнить значения a и b , полученные в эксперименте при комнатной температуре, с величиной этих параметров вблизи критической точки.

Описание установки. Блок-схема установки приведена на рис. 4.10. В ее состав входят термостат $ТС$ и приборы для измерения вязкости и давления насыщенных паров. Прибор для измерения давления насыщенных паров состоит из U -образного манометра M , одно колено которого соединено с резервуаром воды B . Другое колено манометра откачано. Манометр измеряет давление насыщенных паров воды в мм рт. ст.

Резервуар с манометром помещается в сосуд с водой I , температура которого задается с помощью термостата $ТС$. Температура воды в системе определяется по термометру T . Она не должна превышать 50°C , так как манометр M рассчитан на работу в определенном интервале давлений.

В термостате $ТС$ имеется реле, соединенное с контактным термометром, позволяющее устанавливать заданную температуру.

Вискозиметр с висящим мениском имеет капилляр C , расположенный вертикально. На верхнем конце капилляра расположен резервуар P известного объема V . На резервуаре нанесены две риски. Резервуар P заполняется исследуемой жидкостью, затем измеряется время, в течение которого уровень жидкости опускается от верхней риски до нижней. Кроме того, вискозиметр имеет две вертикальные трубки: $T1$ и $T2$.

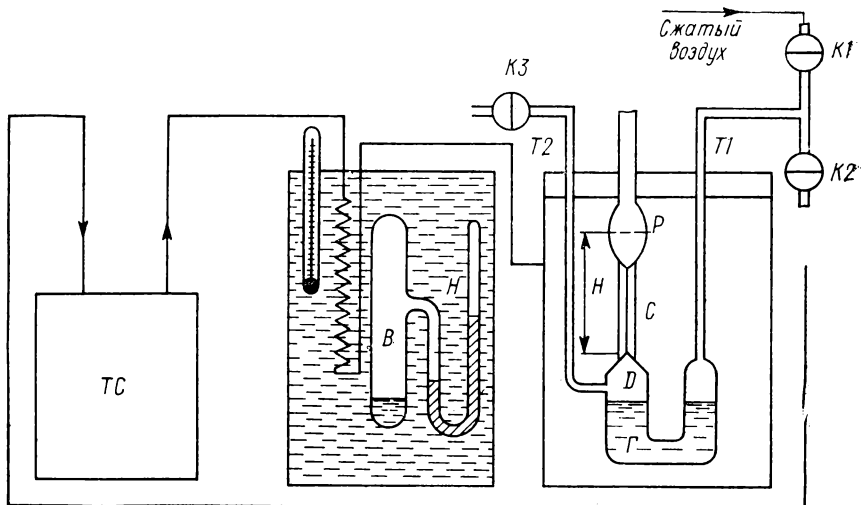


Рис. 4.10. Схема измерительной установки

В исходном положении жидкость заполняет нижний резервуар Γ . Для заполнения объема P по трубке $T1$ через кран $K1$ подается сжатый воздух. Жидкость выдавливается из резервуара Γ вверх по капилляру в объем P . После того как уровень жидкости поднимется выше верхней риски, открывается кран $K2$ и закрывается кран $K1$.

Для того чтобы в процессе перетекания жидкости давление на нижнем конце капилляра оставалось неизменным, открывается кран $K3$. При этом нижний конец капилляра с помощью трубки $T2$ соединяется с атмосферой.

Стекающая по капилляру жидкость образует на нижнем конце его каплю (висящий мениск) D . Разность давлений Δp , заставляющая протекать жидкость, определяется высотой столба H . Положение нижнего конца этого столба неизменно. Положение верхнего немного меняется, по мере того как жидкость вытекает из объема V . Для расчетов берется среднее значение высоты от точки D до середины резервуара P .

Вискозиметр находится внутри сосуда II с водой. Температура воды в сосудах I и II с прибором для измерения давления паров и с вискозиметром задается одним и тем же термостатом. Для этого оба сосуда соединены последовательно.

В состав работы входят два упражнения, которые выполняются одновременно. Измерение давления насыщенных паров воды и вязкости ее производится для одного и того же интервала температур.

Упражнение 1. Измерение давления насыщенных паров и теплоты парообразования

Перед началом опыта необходимо убедиться, что температура воды в термостате и резервуарах I и II не превышает 20—23°С. Если температура выше, то надо провести охлаждение. Для этого включается мотор термостата и открывается доступ холодной воды в змеевик термостата. Нагреватель должен быть выключен. После достижения температуры 20—23°С следует закрыть кран притока холодной воды к змеевику. После этого выждать 5 мин до установления теплового равновесия и произвести замер давления насыщенных паров.

Затем поставить контактный термометр на температуру на 4—5°С выше и включить нагреватель. После достижения новой температуры (при ее достижении реле отключает нагреватели и сигнальные лампочки на панели термостата гаснут) вновь измерить давление насыщенных паров. Далее вновь перевести контактный термометр на 4—5°С выше и т. д. Измерения вести до температуры 50—55°С.

Используя полученные данные, необходимо построить график зависимости давления насыщенных паров от температуры, построить график зависимости $\ln p$ от $1/T$. Найти тангенс наклона этого графика и по нему рассчитать среднюю теплоту парообразования. По формуле (4.33) рассчитать величину a . Значение $V_{1м}$ взять из таблиц.

Упражнение 2. Измерение температурной зависимости вязкости воды

Измерение вязкости начинается с заполнения исследуемой жидкостью резервуара P . Заполнение идет в следующей последовательности. Закрыть краны $K2$ и $K3$. Открыть кран $K1$, ведущий к магистрали сжатого воздуха. Выждать, пока вода в резервуаре P не достигнет уровня немного выше верхней риски. После этого открыть кран $K2$, закрыть кран $K1$ и открыть кран $K3$. Секундомер включить в момент прохождения мениска верхней риски и выключить в момент прохождения нижней. Измерения для каждой температуры повторить два раза. Вязкость определяется из соотношения $\eta = Bt$. Константа прибора B рассчитывается по формуле $B = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8lv}$, где l и r — длина и радиус капилляра.

Построить график зависимости η от T и график зависимости $\ln \eta$ от $1/T$. Рассчитать энергию активации ϵ . Построить

график зависимости $1/\eta$ от удельного объема V . Данные об удельном объеме взять из таблиц. Экстраполяцией графика до пересечения с осью абсцисс определить величину d . Рассчитать $b = d\mu$. Сравнить это значение b с величиной, полученной из критических характеристик. Данные о критических характеристиках воды взять из таблиц.

Контрольные вопросы

1. Напишите уравнение переноса, в которое входит коэффициент вязкости. Какая величина является объектом переноса?
2. Какие ограничения накладываются на поток жидкости в капилляре вискозиметра?
3. В чем заключаются особенности капиллярного вискозиметра с висящим мениском?
4. Что такое внутренняя и внешняя теплота парообразования? Какая из этих величин доминирует при комнатной температуре?
5. Для теплоты парообразования имеет место упрощенная формула (4.34). С ростом температуры давление паров P растет. Следует ли отсюда, что с ростом температуры Q тоже увеличивается?
6. Почему данный метод измерения пригоден лишь в узком интервале температур?
7. Почему весь прибор должен быть погружен в термостатирующую жидкость?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 33.
2. Радченко И. В. Молекулярная физика. М.: Наука, 1965. § 15.3.

Лабораторная работа 4.3

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ

Введение. Целью настоящей работы являются изучение поверхностного натяжения и измерение коэффициента поверхностного натяжения методом поднятия жидкости в клине. В ходе работы осваивается методика измерений с помощью катетометра.

Оборудование. Измерительная кювета со стеклянным клином, катетометр.

Под искривленной поверхностью жидкости благодаря наличию сил поверхностного натяжения возникает давление, дополнительное к гидростатическому. Если поверхность жидкости вогнутая, то дополнительное давление заставляет жидкость подниматься в этом месте вверх. Наоборот, если поверхность выпуклая, то жидкость в этом случае опускается. Это поднятие или опускание происходит до тех пор, пока гидростатиче-

ское давление не уравнивает действие дополнительного давления.

Искривление поверхности может быть вызвано, например, краевым эффектом при соприкосновении жидкости с твердым телом. Величина дополнительного давления, действующего в жидкости под искривленной поверхностью, выражается формулой

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (4.37)$$

где R_1 и R_2 — радиусы двух взаимно перпендикулярных линий, проведенных на поверхности жидкости в рассматриваемой точке. Например, для сферической поверхности $R_1 = R_2 = R$, где R — радиус поверхности сферы. Для цилиндрической поверхности $R_1 = \infty$, $R_2 = R$, где R — радиус цилиндрической поверхности.

Если $\Delta p > 0$, то жидкость поднимается, пока гидростатическое давление ρgh столба жидкости не уравнивает величину Δp . Из условия равновесия системы получаем уравнение

$$\sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = gh\rho. \quad (4.38)$$

Отсюда, зная R_1 и R_2 и измерив h , можно найти σ .

Рассмотрим случай, когда в смачивающую жидкость погружены две вертикальные стеклянные пластинки, образующие между собой угол φ (рис. 4.11).

За счет краевого эффекта поверхность жидкости между пластинками искривится. Проведем мысленно две линии, пер-

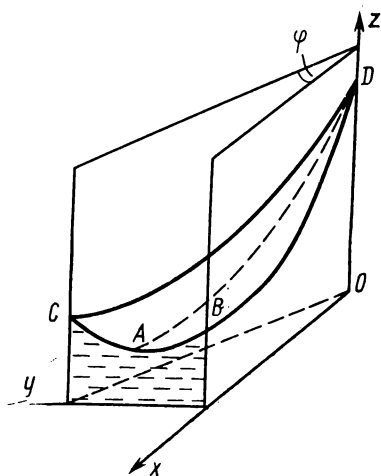


Рис. 4.11. Поверхность смачивающей жидкости в клине

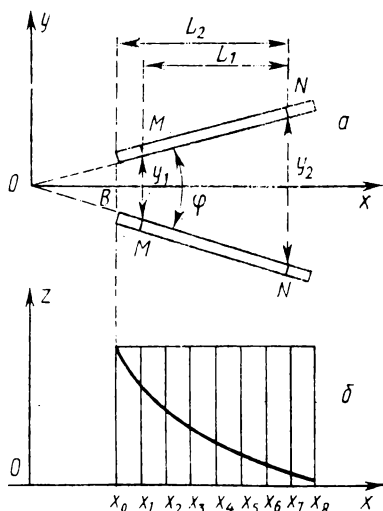


Рис. 4.12: а) верхние торцы клина; б) мениск жидкости в клине

пендикулярные друг другу в некоторой точке A поверхности жидкости: AD и CAB . Радиус кривизны поперечной линии CAB можно с достаточной степенью точности считать равным половине расстояния между пластинами $y/2$ в сечении CAB . Предположим, что y мало настолько, что радиус кривизны линии AD значительно больше, чем y . Тогда вблизи точки A поверхность можно приближенно считать цилиндрической. Так как y меняется в зависимости от x , то h тоже является функцией координаты x . Из рис. 4.12, a следует, что, если угол φ мал, $y = \varphi x$. Тогда получим

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g x \varphi}. \quad (4.39)$$

Зависимость $h(x)$ является гиперболической. Если построить график зависимости $h(1/x)$, должна получиться прямая линия. Тангенс наклона этой линии равен $M = \frac{2\sigma}{\rho g \varphi}$.

Экспериментальная установка. Прибор для определения коэффициента поверхностного натяжения состоит из двух стеклянных полированных пластинок, опущенных вертикально в исследуемую жидкость. Пластинки образуют между собой малый угол φ (см. рис. 4.12, a). Края пластинок не соприкасаются. Для этого между пластинками заложены две проволоочки разных диаметров (на рисунке не указаны).

Жидкость и пластины находятся в кювете с прозрачными стенками. Над пластинами расположено зеркало, позволяющее видеть сверху торцы пластин, образующих угол φ , см. рис. 4.12, a . На торцах пластин нанесены метки MM и NN , расстояние между которыми L_1 . Известно также расстояние L_2 от метки N до края пластинки B . Ширина пластинки 4 см. На поверхности пластин через каждые 5 мм нанесены вертикальные риски (рис. 4.12, b).

Если концы края пластин не соприкасаются друг с другом, то угол между ними может быть рассчитан по формуле

$$\varphi = \frac{y_2 - y_1}{L_1}. \quad (4.40)$$

Расстояние OB (см. рис. 4.12, a) обозначим через x_0 .

С помощью катетометра можно также измерять и уровень, до которого поднимается жидкость h_i .

Упражнение. Измерение коэффициента поверхностного натяжения

Перед началом измерений надо ознакомиться с устройством катетометра и порядком работы с ним. Затем включить осветитель катетометра и лампу, освещающую прибор. Свет лампы надо направлять так, чтобы он падал на торцы пластинок и освещал риски MM и NN . Навести трубу катетометра на

изображение торцов пластинок в зеркале. Измерить расстояния y_1 и y_2 между внутренними краями пластинок в сечении, где расположены метки MM и NN . Измерения повторить 2—3 раза. Рассчитать угол клина по формуле (4.40).

Опустить трубу катетометра, навести ее на плоскость пластинки, на точку пересечения мениска и вертикальной риски, отстоящей от края пластинки на 5 мм. Обозначим этот отсчет по шкале катетометра через h_1 . Затем перевести трубу на точку пересечения мениска со второй рисккой, измерить h_2 и т. д. Отметим, что уровень, от которого ведется отсчет высот h_i , не имеет значения.

При переводе трубы с риски на риску допускается подфокусировка трубы катетометра.

Рассчитать расстояния x_i по формуле

$$x_i = \left(\frac{y_2}{\varphi} - L_2 + 0,5i \right) \text{ см, } i = 1, 2, \dots \quad (4.41)$$

Построить график зависимости $h_i(1/x_i)$. Найти тангенс наклона графика $h_i(1/x_i)$, равный $M = \frac{2\sigma}{\rho g \varphi}$. Рассчитать коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = \frac{M g \rho \varphi}{2}$. При построении графика надо иметь в виду, что крайние точки пересечения мениска с вертикальными рисками расположены вблизи проволок, заложенных между пластинками. Это может привести к искажению формы мениска. Если крайние точки графика $h_i(1/x_i)$ резко отклоняются от прямой линии, их следует отбросить.

Контрольные вопросы

1. Что является причиной поднятия жидкости в капиллярах и клине?
2. Что такое краевой угол?
3. Что такое кривизна поверхности жидкости?
4. Как зависит коэффициент поверхностного натяжения от температуры?
5. Как выражается поверхностная энергия жидкости?
6. На какой стороне пластинок следует наносить риски: на внешней или внутренней, обращенной к жидкости?
7. Почему не имеет значения уровень, от которого ведется отсчет величин h_i ?
8. Какие погрешности вносит отклонение зеркала над торцом клина от угла 45° ?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981.
2. Кикоин И. К., Кикоин А. К. Молекулярная физика. М.: Наука, 1976.

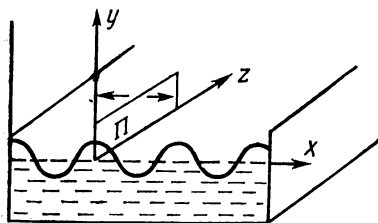
Лабораторная работа 4.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ФАЗОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Введение. Целью работы являются изучение поверхностных капиллярных волн и вычисление коэффициента поверхностного натяжения. В ходе работы осваивается методика определения длины капиллярных волн фазометрическим способом.

Оборудование. Задающий генератор звуковой частоты, усилитель мощности, осциллограф, электромагнитный вибратор, кювета, зонд с микрометрическим винтом, источник постоянно-го напряжения 24 В.

В настоящей задаче коэффициент поверхностного натяжения определяется путем измерения скорости распространения плоской капиллярной волны по поверхности жидкости.



Капиллярные волны возбуждаются вибратором (рис. 4.13). На конце вибратора находится длинная (по сравнению с ее толщиной) вертикальная пластинка Π , касающаяся поверхно-

Рис. 4.13. Волна на поверхности жидкости

сти жидкости. При возбуждении вибратора пластинка колеблется и вызывает на поверхности жидкости появление волн, идущих вдоль оси x (см. рис. 4.13). Эти волны распространяются в обе стороны от вибратора.

Колебание уровня жидкости относительно невозмущенного состояния будет описываться уравнением $y = y_0 \sin \left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right)$, где ω — частота колебаний, y_0 — амплитуда, а λ — длина волны. Если пластинка вибратора достаточно длинна, то y определяется только параметрами x , t и не зависит от z . Лишь на концах пластины возникают краевые эффекты, нарушающие эту зависимость.

Скорость волны v , бегущей по поверхности жидкости, зависит от ускорения земного притяжения g и коэффициента поверхностного натяжения σ и выражается соотношением

$$v = \sqrt{\frac{\lambda g}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda}}. \quad (4.42)$$

Из этого соотношения следует, что скорость волны велика при малых λ , затем она при увеличении λ уменьшается, достигая некоторой минимальной величины v_{\min} , и далее вновь рас-

тет. Значение длины волны, соответствующее v_{\min} , разграничивает область гравитационных волн от области так называемых капиллярных волн, в образовании которых основную роль играет поверхностное натяжение жидкости.

В общем случае из уравнения (4.42) можно получить выражение для коэффициента поверхностного натяжения, выражая v через λ и частоту ν ($v = \lambda \nu$):

$$\sigma = \rho \frac{\lambda^3 \nu^2}{2\pi} - \rho \frac{\lambda^2 g}{4\pi^2}. \quad (4.43)$$

Измерив длину волны λ , зная плотность жидкости ρ и частоту колебаний вибратора ν , можно по формуле (4.43) определить коэффициент поверхностного натяжения

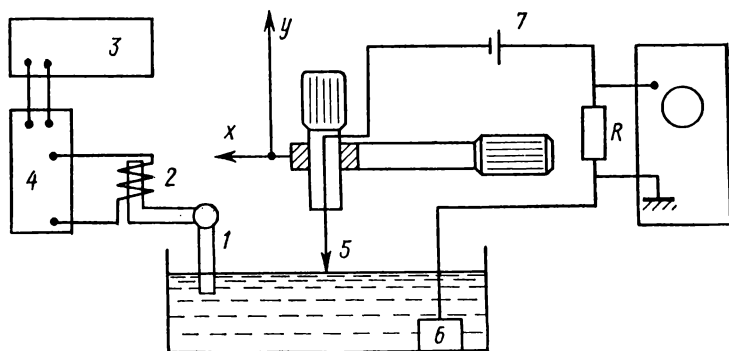


Рис. 4.14. Схема экспериментальной установки

Экспериментальная установка. Схема установки приведена на рис. 4.14. Вибратор 1 приводится в движение электромагнитом 2, питаемым синусоидальным напряжением. Частота и амплитуда напряжения задаются генератором звуковой частоты 3. Сигнал с генератора усиливается с помощью усилителя мощности 4 и подается на электромагнит, приводящий в движение вибратор. Диапазон рабочих частот установки от 20 до 100 Гц.

Временная зависимость уровня жидкости $y(x, t)$ регистрируется с помощью электрического зонда. Электрический зонд применим в случае измерений в проводящей жидкости: воде, растворах электролитов и т. д.

Зондовая цепь состоит из зонда 5, электрода 6 и источника напряжения 7, соединенных последовательно.

Зонд — тонкая проволока диаметром 0,1 мм из никеля или меди — касается концом поверхности жидкости. Зонд укреплен на держателе, который может с помощью микрометрических винтов перемещаться вдоль осей x и y .

Электрод — медная пластина достаточно больших размеров, погруженная на дно кюветы с жидкостью.

Наибольшим сопротивлением в цепи зонда обладает область контакта острия зонда с жидкостью. Если внутреннее сопротивление источника ЭДС невелико, то ток в цепи определяется сопротивлением контакта зонд—жидкость. Небольшое изменение глубины погружения зонда ведет к сильному изменению тока. Если по поверхности жидкости бежит волна, то в точке x расположения зонда уровень жидкости периодически меняется. Синхронно с изменением уровня жидкости меняются сопротивление контакта жидкость—зонд и ток в цепи зонда. При малой амплитуде волны колебание тока близко к гармоническому, т. е. $i \sim y(x, t)$.

Изменение тока в цепи зонда можно регистрировать. Для этого последовательно с зондом включается небольшое сопротивление R . Напряжение $U = Ri$, пропорциональное величине $y(x, t)$, регистрируется на экране осциллографа B .

Развертка осциллографа синхронизируется напряжением от задающего генератора. Поэтому частота колебаний вибратора и частота развертки на экране осциллографа равны.

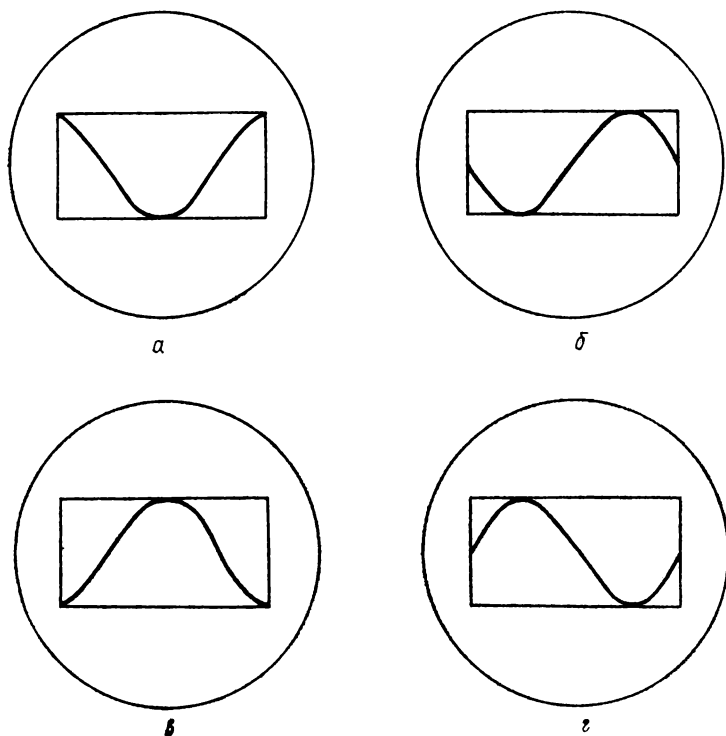


Рис. 4.15. Осциллограммы тока в цепи зонда

Если зонд поместить вблизи вибратора ($x=0$), то на экране осциллографа будет видна кривая зависимости $i(t)$, соответствующая процессу колебания жидкости у вибратора (рис. 4.15, а).

Сместим зонд на расстояние x от вибратора. Тогда колебания уровня жидкости около зонда будут отставать от колебаний жидкости в точке $x=0$ на фазовый угол $\varphi = \frac{2\pi x}{\lambda}$. Если $x=\lambda/4$, то на экране будет видна картина рис. 4.15, б, если $x=\lambda/2$ — картина рис. 4.15, в и т. д. При плавном перемещении зонда вдоль оси x начальная фаза видимого на экране периодического процесса колебания тока также будет плавно изменяться.

Упражнение. Измерение длины поверхностной волны в жидкости

Плоская кювета, в которой производятся измерения, заполняется водой так, чтобы ее уровень не доходил до края кюветы на 5—10 мм. Сначала включается генератор синусоидальных напряжений. Затем включается усилитель мощности. Частота генератора выбирается в соответствии с указаниями, приведенными на установке. Измерения проводятся при четырех- пяти различных частотах.

Размеры кювета выбраны так, чтобы в кювете практически существовала только бегущая поверхностная волна. Влиянием волны, отраженной от стенок, можно пренебречь.

Далее следует включить тумблер осциллографа в положение «сеть». Через 1—2 мин на экране должна появиться горизонтальная полоса развертки.

Переключить тумблер 24 В в положение «вкл». Отвести зонд в самое крайнее (дальнее от вибратора) положение. Вертикальным микрометрическим винтом опустить зонд до соприкосновения с поверхностью жидкости. В момент соприкосновения конца зонда с жидкостью на экране осциллографа должен появиться сигнал, близкий по форме к синусоидальному. Меняя глубину погружения вибратора и зонда, а также амплитуду напряжения на электромагните, добиться того, чтобы высота сигнала на экране осциллографа составляла 2—3 см.

С помощью горизонтального микрометрического винта поставить зонд в положение, при котором картина на экране соответствовала бы рис. 4.15, б или 4.15, г. Ручкой «смещение по оси x » совместить максимум кривой с центральной вертикальной риской, нанесенной на сетке экрана осциллографа.

Это состояние схемы будет исходным. При измерениях надо соблюдать осторожность. Перемещение зонда производить плавно. Небольшие колебания рабочего стола и схемы ведут к искажениям картины, видимой на экране. Записать отсчет x_1 по горизонтальному микрометрическому винту, соответствующий исходному состоянию. После этого сместить зонд к вибра-

тору так, чтобы в середине экрана совмещался с вертикальной риской не максимум, а минимум. Это соответствует перемещению зонда на $\lambda/2$. Записать показания микрометрического винта x_2 . Затем, продолжая смещать зонд к вибратору, вновь добиться расположения максимума в центре экрана и т. д. Необходимо пройти таким образом не менее 5—6 полуволн. Опыт повторить 3—4 раза.

По полученным данным рассчитать среднее значение λ — длины волны, соответствующей частоте ν_1 . Расчет вести по формуле $\lambda = 2 \frac{x_n - x_1}{n}$, где x_n — конечное показание микрометрического винта, а n — число пройденных полуволн.

Затем следует установить на генераторе новую частоту ν_2 и повторить эксперимент. Найти новую длину волны, соответствующую частоте ν_2 . Аналогично провести опыт для четырех-пяти частот, указанных на установке.

По окончании эксперимента построить график зависимости λ от ν . Для каждого λ рассчитать σ . Оценить погрешность величины.

Контрольные вопросы

1. Почему при увеличении погружения зонда в воду величина сигнала на экране осциллографа убывает?

2. Можно ли применять в данном экспериментальном методе зонды большого диаметра?

3. Как зависит σ от температуры?

4. Можно ли применять данный метод измерений в таких жидкостях, как ртуть, керосин?

5. В чем преимущества и недостатки данного метода измерений?

6. Показать, что скорость поверхностных волн максимальна при частоте $\nu = \left(\frac{g}{2\pi^2 \sqrt{\sigma/\rho g}} \right)^{1/2}$.

7. Найти выражение для максимальной скорости поверхностных волн.

8. Оценить члены $\frac{\lambda}{2\pi g}$ и $\frac{g\pi\sigma}{\rho\lambda}$ в уравнении (4.42) для тех значений λ и σ , которые были получены в эксперименте.

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 34.
2. Хайкин С. Э. Физические основы механики. М.: Физматгиз, 1963. Гл. 19, § 158, 159.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики. М.: Наука, 1975. Т. 2, гл. 9, § 110.

Лабораторная работа 4.5 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ

УДЕЛЬНЫХ ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ В ВОЗДУХЕ

Введение. Целью настоящей работы является изучение термодинамических процессов в воздухе. По результатам эксперимента рассчитываются отношение теплоемкостей $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ и коэффициент теплоотдачи с поверхности экспериментального объема.

Оборудование. Баллон с распределительным краном, U-образный манометр, насос, секундомер.

Экспериментальная установка. Схема установки представлена на рис. 4.16. Установка состоит из стеклянного баллона (экспериментальный объем), который может быть соединен с помощью распределительного крана K либо с атмосферой, либо с насосом H и манометром M . Водяной U-образный манометр измеряет разность между давлением в баллоне и атмосферным давлением в мм рт. ст.

Для определения отношения теплоемкостей $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ для газа (воздуха), находящегося в баллоне, с ним проводят последовательность термодинамических процессов, представленных на $p-V$ -диаграмме на рис. 4.17. Обозначим через p_0 , V_0 , T_0 исходные величины термодинамических параметров газа в баллоне. Сначала в баллон накачивается воздух (процесс 1—2). При этом газ в баллоне сжи-

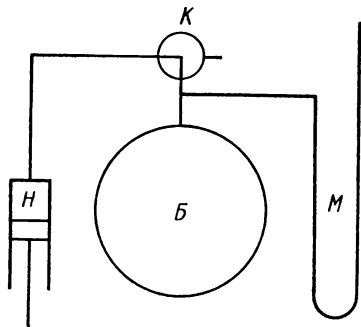


Рис. 4.16. Схема экспериментальной установки

мается и нагревается. После изохорического остывания до начальной комнатной температуры (процесс 2—3) газ имеет некоторое давление p_1 и температуру T_0 . Затем краном соединяют баллон с атмосферой, и газ адиабатически расширяется (процесс 3—4). Газ при этом охлаждается, и его давление падает до величины p_0 , а температура — до величины $T_1 < T_0$.

В момент достижения давления p_0 кран K перекрывается, и газ изохорически нагревается до комнатной температуры (процесс 4—5). В конечном состоянии давление газа $p_2 > p_0$, а температура равна T_0 .

Масса газа, находящегося в баллоне, в начальном состоянии выражается соотношением

$$m_0 = \frac{p_0 V_0}{RT_0} \mu. \quad (4.44)$$

Нетрудно видеть, что в течение всех рассмотренных термодинамических процессов масса газа в баллоне больше или равна m_0 . Назовем массу m_0 рабочей массой газа. Эта масса остается все время в баллоне. Накачиваемый и выпускаемый из баллона газ служит лишь для сжатия и расширения рабо-

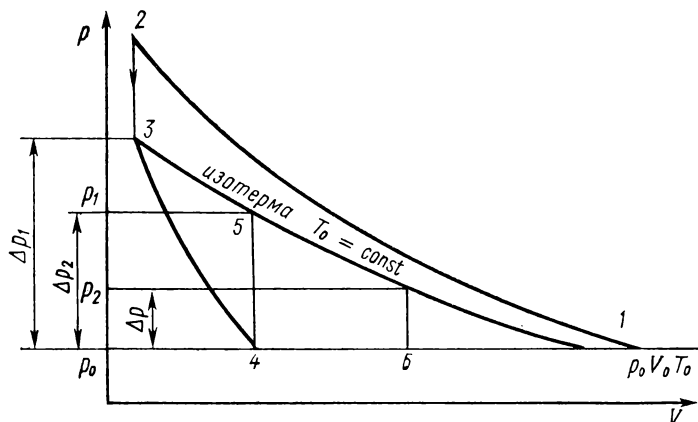


Рис. 4.17. pV -Диаграмма процессов в газе

чей массы газа. Введем обозначения $\Delta p_1 = p_1 - p_0$ и $\Delta p_2 = p_2 - p_0$. Будем считать, что $\Delta p_1 \ll p_0$ и $\Delta p_2 \ll p_0$. Измерив значения Δp_1 и Δp_2 , можно было бы рассчитать величину

$$\gamma = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_1 - \Delta p_2}. \quad (4.45)$$

Однако при таком методе расчета необходимо выполнение следующих условий.

1. В процессе 3—4 кран баллона должен быть перекрыт в момент, когда давление в баллоне станет равным p_0 .

2. Время, в течение которого давление в баллоне уменьшается от p_1 до p_0 , должно быть достаточно мало, так чтобы теплообменом с окружающим воздухом можно было пренебречь.

Практически эти условия выполнить трудно по ряду причин. После открывания крана K (процесс 3—4) давление в баллоне со временем τ уменьшается по закону

$$p = p_0 + \Delta p_1 \exp\left(-\frac{L\tau}{V_0}\right), \quad (4.46)$$

где L — проводимость выпускного клапана канала крана. Величина L выражается соотношением

$$L = 1,88 \cdot 10^5 \cdot p \frac{r^4}{l} \text{ [см}^2/\text{с]}, \quad (4.47)$$

где l и r — соответственно длина и радиус выпускного канала в см, p — давление газа в мм рт. ст.

Для используемого крана $l=12$ см, $r=0,8$ см. Расчет показывает, что через 0,1 с давление в баллоне отличается от p_0 не более чем на $0,01\Delta p_1$, если $V_0 < 30$ л.

Однако вручную открыть кран на 0,1 с трудно, практически время оказывается значительно больше.

Рассмотрим влияние времени t , в течение которого кран K еще остается открытым после достижения давления p_0 , на результат опыта.

Предположим, что после достижения давления p_0 кран остается открытым еще некоторое время t . За это время происходят изобарический нагрев (процесс 4—6) за счет теплообмена газа со стенками баллона, а также уход части газа из баллона, вызванный нагревом и расширением этого газа. Величину t назовем временем задержки.

После того как кран K закрывается (точка 6), происходит изохорический нагрев (процесс 6—7). Давление в баллоне достигает величины $p_0 + \Delta p$. Конечное состояние (точка 7) лежит на той же изотерме, что и точки 1, 3 и 5, но $\Delta p \neq \Delta p_1$ ($\Delta p < \Delta p_1$).

Из этого рассмотрения видно, что Δp зависит от t . Таким образом, если принять во внимание теплообмен и уход части газа из баллона за время t , то γ , рассчитанное по формуле (4.45), будет иметь погрешность.

Рассмотрим детальнее процесс остывания (4—6) в течение времени t . Уравнение баланса энергии для газа, находящегося в баллоне, может быть записано в виде

$$-mc_p dT = \alpha (T - T_0) dt. \quad (4.48)$$

здесь c_p — теплоемкость газа, α — коэффициент теплоотдачи, m — переменная масса газа в баллоне: $m = \frac{p_0 V_0 \mu}{RT}$, T — температура газа в момент времени t . Решая это уравнение, получим выражение

$$\ln \frac{T - T_0}{T} = - \frac{\alpha R T_0}{p_0 V_0 c_p \mu} t + \ln A. \quad (4.49)$$

Константу интегрирования A найдем из условия: при $t=0$ $T_1 = T_0 - \Delta T_1$. Окончательное соотношение имеет вид

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta T_1}{T_1} \exp \left(- \frac{\alpha t}{m_0 c_p} \right). \quad (4.50)$$

Температура газа T тем больше, чем больше время выдержки t . После того как в момент времени t кран K перекрывается, нагрев газа в баллоне продолжается изохорически. Давление газа в конце концов достигает величины $p = p_0 + \Delta p$.

Из условия изохоричности следует, что

$$\Delta p = p_0 \frac{\Delta T}{T_0 - \Delta T}. \quad (4.51)$$

Для малых Δp_1 и ΔT_1 из уравнения адиабатического процесса (процесс 3—4) следует соотношение

$$\frac{\Delta T_1}{T_0} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\Delta p_1}{p_1}. \quad (4.52)$$

Подставляя соотношения (4.51) и (4.52) в (4.50) и пренебрегая членами второго порядка малости, получим формулу

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \exp \left(- \frac{\alpha t}{m_0 c_p} \right). \quad (4.53)$$

Это соотношение учитывает как теплообмен, так и уход части газа из баллона в процессе нагрева. Соотношение (4.53) позволяет найти γ по измеренным при разных величинах t значениям Δp_1 и Δp . График зависимости $\ln \frac{\Delta p_1}{\Delta p}$ от t является линейной функцией. Если экстраполировать этот график до $t = 0$, то он будет отсекают на оси ординат отрезок

$$b = \ln \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right). \quad (4.54)$$

Из последнего выражения легко находится отношение теплоемкостей

$$\gamma = \frac{e^b}{e^b - 1}. \quad (4.55)$$

Упражнение 1. Измерение отношения удельных теплоемкостей для воздуха

Накачать насосом воздух в баллон (процесс 1—2) так, чтобы величина Δp_1 , показываемая U -образным манометром, составляла 20—25 см вод. ст. Закрыв кран, отсоединить баллон от атмосферы. Выждать не менее двух минут, пока температуры воздуха в баллоне и окружающем пространстве не станут одинаковыми (процесс 2—3). Измерить установившееся значение величины p_1 . Повернув кран, соединить баллон с атмосферой (процесс 3—4) и одновременно включить секундомер. Спустя $t = 60$ с (точка 6) снова закрыть кран баллона. Через некоторое время (не менее 2 мин), необходимое для выравнивания температуры (процесс 6—7), снова записать показания манометра Δp . Аналогично провести измерения для времени выдержки

ки $t=50, 40, 30, 20, 15, 10$ и 5 с. Для каждого времени выдержки опыт повторить два раза.

Обработка результатов. Используя полученные данные, необходимо построить график зависимости $\ln \frac{\Delta p_1}{\Delta p}$ от t и экстраполировать его до пересечения с осью ординат. Величина отрезка, отсекаемого на оси ординат, дает возможность найти величину γ по формуле (4.55). Рассчитать погрешность определяемой величины.

Тангенс угла наклона графика зависимости $\ln \frac{\Delta p_1}{\Delta p}$ от t равен (как это следует из формулы (4.53)) $\alpha/m_0 c_p$. Величина $m_0 = V_{\text{орвод}}$ может быть рассчитана, если воспользоваться табличными значениями $\rho_{\text{вод}}$. Значения $\rho_{\text{вод}}$ и c_p приведены на установке. Используя эти данные, рассчитать величину α .

Контрольные вопросы

1. Что такое теплоемкость газа? Какова размерность этой физической величины?
2. Какова связь между c_p , c_v и числом степеней свободы молекул газа i ?
3. Сколько степеней свободы у молекул газов He, H_2 , CO_2 ? Какие это степени свободы?
4. Нарисовать качественно зависимость теплоемкости двухатомного газа, например H_2 , от температуры.
5. В каком газе $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ имеет наибольшее значение — в H_2 , He, CH_4 ?
6. Почему в данном эксперименте целесообразно использовать сосуд возможно большего диаметра?
7. Имеются ли ограничения, накладываемые на величину начального давления в баллоне?
8. Какие явления нарушают адиабатичность расширения газа?
9. Можно ли вести опыт, используя в данной экспериментальной установке в качестве исходного состояния разрежения газа?
10. Как повлияет на ход эксперимента наличие паров воды в воздухе?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 17.
2. Королев Б. И. Основы вакуумной техники. М.: Энергия, 1957. Гл. 15.

5. ЛАБОРАТОРИЯ ЯВЛЕНИЙ-ПЕРЕНОСА

Экспериментальная методика и аппаратура. Целью настоящего раздела является изучение методов измерения таких характеристик явлений переноса, как коэффициенты теплопроводности, температуропроводности, вязкости различных веществ. Рассматриваются принципиальные схемы установок, их характеристики, диапазон применимости методов, достоинства, недостатки, точность измерения.

Лабораторные работы, которые входят в данный раздел, позволяют практически изучить некоторые из описанных во введении методов измерения. При выполнении работ настоящего раздела изучается явление теплопроводности и вязкости в различных телах, измеряются коэффициенты теплопроводности и вязкости, изучается их зависимость от термодинамических параметров — температуры и давления.

Явление переноса имеют место в неравновесных термодинамических системах. Если, например, в какой-либо части жидкой, твердой или газообразной среды создать отклонение температуры от равновесной, то возникнут потоки тепла, стремящиеся восстановить равновесие. Этот процесс переноса тепла называется теплопроводностью.

Если с помощью внешних сил вызвать перемещение одной части жидкости или газа относительно другой, то возникнут силы, стремящиеся затормозить это движение. Это явление называется вязкостью. Оно сопровождается передачей количества движения от одной области среды к другой и также относится к явлениям переноса.

Явление вязкости. Это явление возникает в жидкостях или газах, например, тогда, когда один слой вещества перемещается относительно другого. Простейший случай движения в вязкой среде представлен на рис. 5.1. Пусть вдоль оси x движется поток жидкости, ограниченный плоскостью zx . Слой жидкости, прилегающей к плоскости z , будет из-за трения тормозиться. Вдоль оси y возникнет градиент направленной скорости u . Величина силы трения F между слоями жидкости, отнесенная к величине площади трущихся поверхностей, определяется соотношением

$$F = \eta \left| \frac{du}{dy} \right|, \quad (5.1)$$

здесь η — коэффициент вязкости. Часто наряду с величиной η в справочной литературе фигурирует динамическая вязкость $\mu = \frac{\eta}{\rho}$, где ρ — плотность вещества при той температуре,

при которой измерена вязкость. Наиболее простое выражение для η имеет место в случае газов

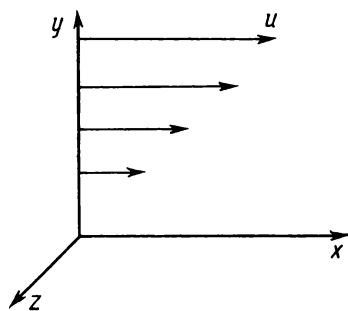
$$\eta = \frac{1}{3} \rho v \lambda, \quad (5.2)$$

здесь v и λ — соответственно средние скорость и длина свободного пробега молекул, ρ — плотность газа. Надо отметить, что соотношение (5.2) справедливо, пока λ мало по сравнению с размерами D сосуда, в котором находится газ. В этом случае η не зависит от давления p , так как $\lambda \sim \frac{1}{p}$, а $\rho \sim p$. Если $\lambda \gg D$, то η является функцией давления: с увеличением давления вязкость уменьшается. С ростом температуры вязкость газов растет.

В жидкости коэффициент вязкости, наоборот, с ростом температуры убывает. Для жидкости величина η в простейших случаях может быть выражена приближенно соотношением Френкеля

$$\eta = A e^{\epsilon/KT}, \quad (5.3)$$

Рис. 5.1. Распределение скоростей в пограничном слое потока



здесь A — константа, ϵ — энергия активации жидкости (см. лабораторную работу 5.1), T — абсолютная температура жидкости.

Экспериментальные методы определения η . Существует ряд методов определения η . Их можно разделить на несколько групп. Первая группа основана на измерении силы трения, возникающей при вращательном или колебательном движении некоторого пробного тела в вязкой среде. На рис. 5.2 представлена принципиальная схема одного из таких приборов — вискозиметра.

В вискозиметре, работающем на указанном принципе, цилиндр T вращается с помощью мотора M в стакане C , заполненном исследуемой жидкостью A . С помощью торсионного тензометра K измеряется момент сил трения, действующих на стакан. Этот момент зависит от вязкости жидкости. По измеренному моменту определяется коэффициент вязкости.

Другой разновидностью этого метода является система, в которой цилиндр испытывает затухающие крутильные колебательные движения. Регистрируется декремент затухания этих колебаний. По нему рассчитывается η .

В газообразной среде применяется колеблющаяся кварцевая нить или колеблющаяся пластинка. В этих случаях измеряется

декремент затухания колебаний. По декременту определяется коэффициент вязкости.

Надо отметить, что в указанных системах зависимость момента сил вязкости и декремента затухания колеблющихся тел от коэффициента вязкости η выражается сложными математическими соотношениями, что затрудняет расчет. Поэтому чаще такие вискозиметры используют как относительные. Для этого вискозиметр предварительно градуируют по веществу с известной вязкостью. Строится график зависимости сил трения или декремента затухания от коэффициента вязкости. По градуировочному графику определяется вязкость вещества.

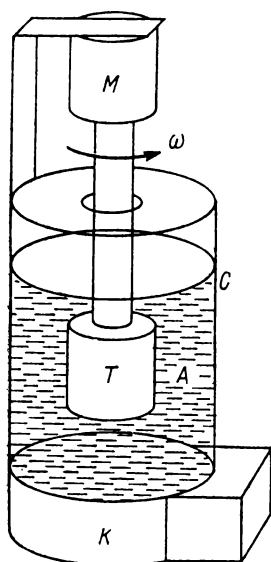


Рис. 5.2. Схема ротационного вискозиметра

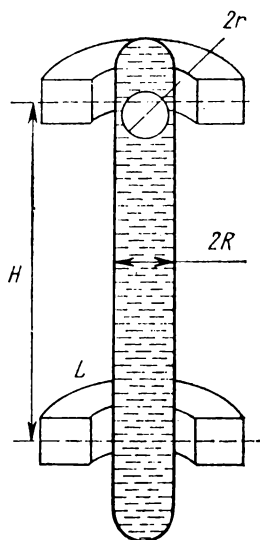


Рис. 5.3. Схема вискозиметра Стокса

К другой группе вискозиметров относятся те, которые позволяют проводить абсолютные измерения вязкости. К ним относится метод, предложенный Стоксом. В этом методе измеряется стационарная скорость падения v тяжелого шарика радиуса r в вязкой среде (рис. 5.3). Шарик падает в цилиндрическом вертикальном сосуде радиуса R . В общем случае установившаяся скорость движения v является функцией вязкости η и отношения r/R . Для достаточно малых r/R можно использовать соотношение

$$v = \frac{2}{9} \frac{\rho_0 - \rho}{\eta} g r^2 \left[1 - 2,104 \frac{r}{R} + 2,09 \left(\frac{r}{R} \right)^3 - 0,95 \left(\frac{r}{R} \right)^5 + \dots \right]. \quad (5.4)$$

здесь ρ_0 и ρ — соответственно плотности вещества шарика и исследуемого вещества, $g=9,8$ м/с².

Движение шарика предполагается ламинарным. При достаточно большой скорости, которая определяется степенью точности требуемых измерений, величина v в левой части уравнения (5.4) должна быть заменена величиной v' , зависящей от числа Рейнольдса Re . Приближенное выражение величины v' имеет вид

$$v' = v \left(1 + \frac{3}{16} Re - \frac{19}{1280} Re^2 + \frac{71}{20480} Re^3 + \dots \right). \quad (5.5)$$

Скорость шарика обычно рассчитывается из времени, в течение которого шарик проходит фиксированное расстояние H между двумя метками на цилиндре. Время прохождения может быть автоматически зарегистрировано с помощью фотодатчиков, отмечающих прохождение шариков около меток.

Если жидкость непрозрачна, то могут быть использованы магнитные датчики. Для этого шарик изготавливается из магнитного материала. Вблизи меток на цилиндр надеваются катушки индуктивности L . Момент прохождения шарика регистрируется по изменению индуктивности катушки (см. рис. 5.3).

Недостатком этого метода измерений является то, что в жидкостях с большой вязкостью движение шарика происходит очень медленно, что значительно удлиняет процесс измерения. Увеличение веса шарика приводит к увеличению соотношения r/R , что снижает точность эксперимента. В жидкостях с малой вязкостью скорость движения шарика растет. Для установления стационарной скорости требуется увеличение длины цилиндра. Уменьшение радиуса шарика затрудняет его регистрацию.

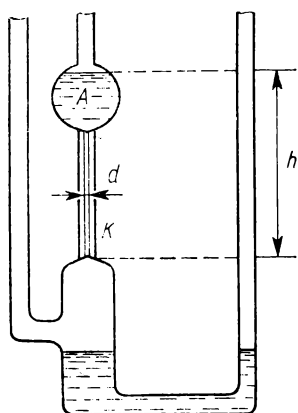
Поэтому для расширения динамического диапазона измеряемых значений η применяются вместо шариков тела разнообразных форм: игла (для веществ с большой вязкостью), цилиндр. Для вещества с малой вязкостью используются шарики, у которых $r \simeq R$. Так как теоретическое выражение скорости в зависимости от η в этом случае имеет сложный вид, то для таких тел обычно используется относительный метод измерений. Вискозиметры этого типа позволяют измерять вязкость в диапазоне от 0,1 до 10^5 СИ.

Другим абсолютным методом измерения вязкости η является метод капиллярного вискозиметра. В нем используется зависимость потока газа или жидкости через капилляр от вязкости η . Величина потока определяется соотношением Пуазейля

$$I = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8l\eta}, \quad (5.6)$$

здесь r и l — радиус и длина капилляра, Δp — разность давлений на концах капилляра.

Схема капиллярного вискозиметра представлена на рис. 5.4. На верхнем конце капилляра K расположен резервуар A с известным объемом V . Под действием силы тяжести жидкость протекает по капилляру. Измерив время вытекания жидкости t , можно определить поток $I=V/t$.



Величина Δp определяется высотой столба жидкости $\Delta p = \rho g h$, где ρ — плотность жидкости.

Для того чтобы можно было использовать соотношение (5.6), необходимо выполнение ряда условий. Во-первых, плотность вещества по всей длине капилляра должна быть постоянной, т. е. сжимаемость вещества должна быть малой. Во-вторых, поток вещества по капилляру должен быть ламинарным, т. е. число Рейнольдса

Рис. 5.4. Схема капиллярного вискозиметра

$Re = \frac{v \rho d}{\eta}$ не должно превышать 2000. Здесь ρ — плотность исследуемого вещества, v — скорость потока, $d=2r$ — диаметр капилляра. Капиллярный вискозиметр может применяться также и для измерений вязкости в газах. Для этого используется компрессор или другая нагнетающая система, создающая поток газа через капилляр. Разность давлений на концах капилляра Δp изменяется манометром, например U -образным.

Необходимым требованием применимости этого метода к газам является малость величины $\Delta p/p$, где p — среднее по капилляру давление газа. Только в этом случае приближенно можно считать газ несжимаемой жидкостью.

Капиллярные вискозиметры наиболее пригодны для жидкостей с малой вязкостью и газов. Рабочий диапазон таких вискозиметров лежит в области от 10^2 до 10^{-3} СИ.

Современные вискозиметры различных типов могут обеспечить точность измерения коэффициента вязкости 0,1–0,2%. Использование микропроцессоров позволяет автоматизировать процесс измерения. Программа измерения такой системы включает в себя смену исследуемого объекта, изменение температуры, считывание показаний датчиков, расчет вязкости и выдачу данных на экран дисплея или на печать.

На рис. 5.5 в качестве примера приведена блок-схема установки для автоматических измерений коэффициента вязкости жидкостей с помощью капиллярного вискозиметра.

Вискозиметр включает в себя капилляр 1 с объемом 2 известной величины. Исследуемые жидкости размещаются в ам-

пулах 3. Система кранов 5, 6, 7, 8, 9 и насос 10 позволяют засасывать исследуемые жидкости в трубку 4. При этом краны 5, 6, 7 закрыты, кран 8 открыт, кран 9 соединен с отсасывающим

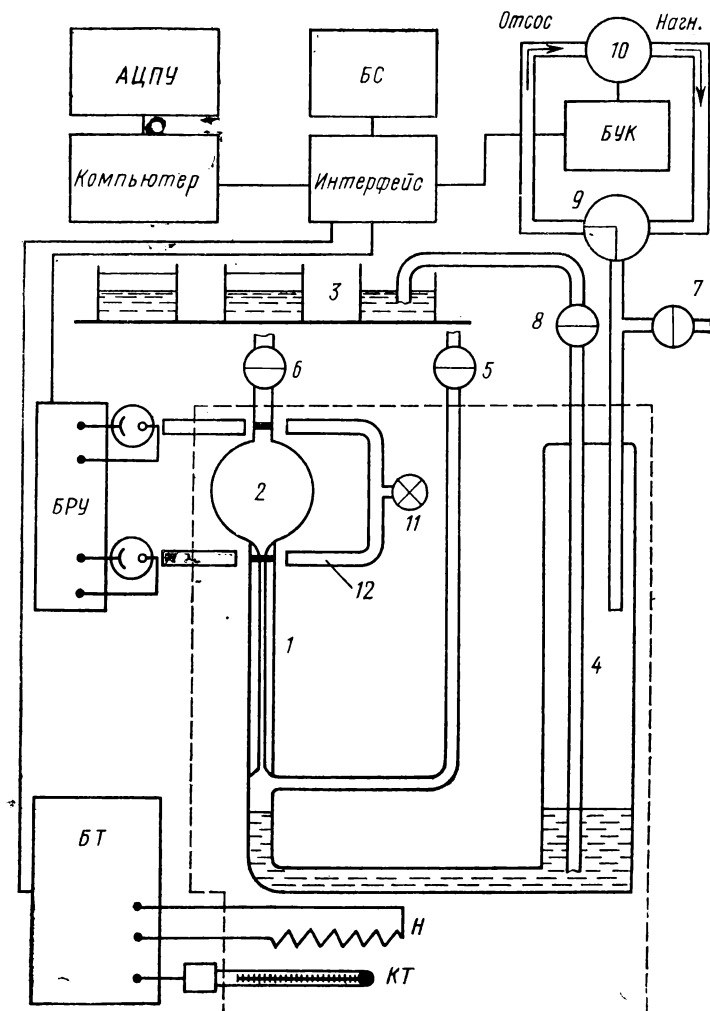


Рис. 5.5. Схема установки для автоматического измерения вязкости жидкости

входом насоса. Затем исследуемой жидкостью заполняют объем 2; краны 5, 7, 8 закрыты, кран 6 открыт, кран 9 соединяется с нагнетающим входом насоса. После заполнения измерительного объема выше верхней риски перекрывается кран 9, а краны 5 и 7 открываются. При этом жидкость начинает вытекать из объема 2 под действием силы тяжести по капилляру 1.

Регистрация времени прохождения уровня жидкости от первой риски до второй производится оптическим методом. Пучок света от лампочки 11 проходит по световоду 12, пересекает измерительный объем в точках расположения рисок. Прохождение мениска создает световой импульс, регистрируемый светодиодами, расположенными в блоке регистрации уровня жидкости в капилляре БРУ. Совместно с блоком синхронизации БС эта система позволяет измерить время вытекания жидкости из объема.

Управление работой кранов и насоса осуществляется блоком управления кранов БУК.

По окончании эксперимента исследованное вещество откачивается обратно в контейнер: краны 5, 6, 7 при этом закрыты, кран 8 открыт, кран 9 соединен с нагнетающим выходом насоса.

Обведенная пунктиром часть схемы термостатируется. Контроль за температурой осуществляется блоком термостатирования БТ, включающим в себя контактный термометр КТ и нагреватель Н.

Блоки БУК, БТ, БРУ и блок синхронизации БС через интерфейс связаны с компьютером, который выдает необходимые команды на эти блоки и на блок печати АЦПУ (алфавитно-цифровое печатающее устройство) в соответствии с программой. Блок-схема программы для обеспечения работы системы приведена на рис. 5.6. Исходными данными, вводимыми в память компьютера, являются геометрические размеры вискозиметра (длина и радиус капилляра и другие параметры), число M исследуемых веществ — проб, их плотность $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_M$, значения температур T_1, T_2, T_N , при которых необходимо проводить измерения.

Текущий номер пробы обозначается через m , текущий номер температуры — через n .

После старта системы ($n=1, m=1$) выдается команда на смену пробы в вискозиметре и включение нагревателя для доведения температуры до величины T_1 . На этом уровне температура поддерживается блоком БТ в течение всего процесса измерения времени протекания жидкости по капилляру t_n . Измерение времени протекания обеспечивается с помощью блоков БУК, БРУ и БС.

Затем выполняется переход к другой температуре T_{n+1} . Программа измерения вязкости при разных температурах выполняется циклически вплоть до T_N . После этого все полученные значения $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_M$ выдаются на печать, и система переходит к новой пробе. Переход от пробы к пробе тоже выполняется циклически. Емкость памяти используемого компьютера при этом должна составлять $(1 \div 3) \cdot 10^5$ бит.

Теплопроводность. Процесс переноса тепла определен, если известна пространственно-временная зависимость температуры в среде. Уравнение, определяющее температуру $T(x, y, z, t)$

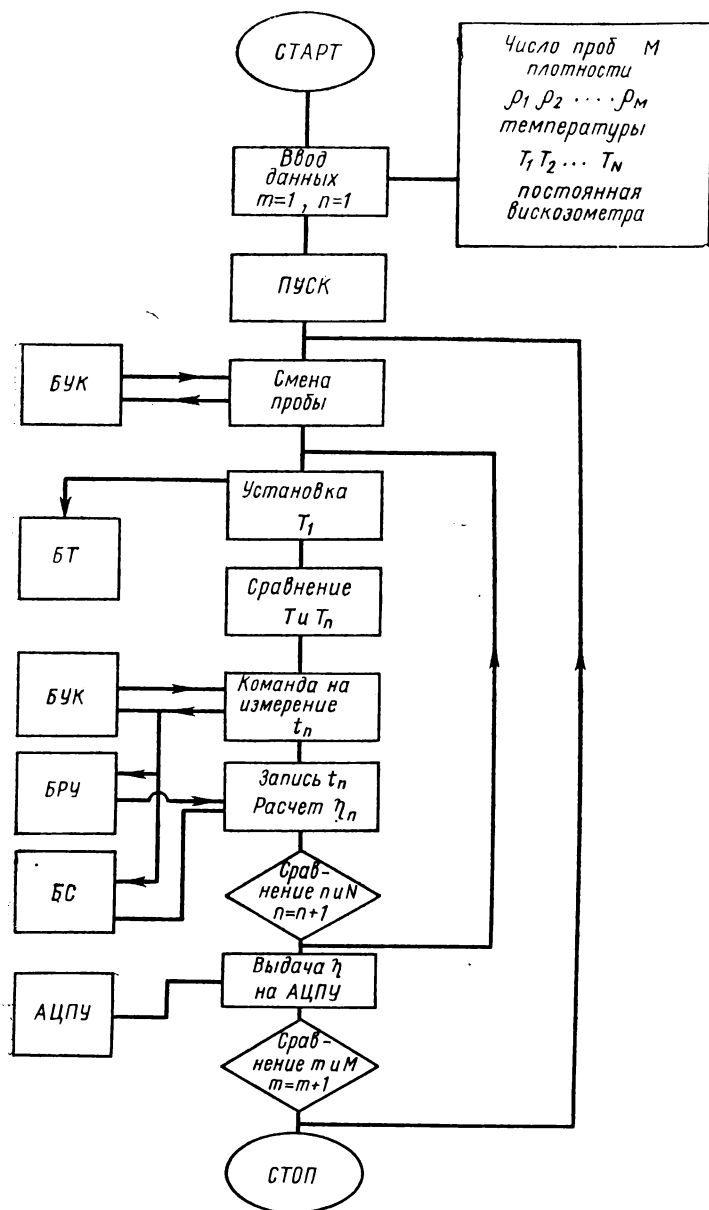


Рис. 5.6. Блок-программа для системы автоматического измерения вязкости жидкости

как функцию времени и координат, называется уравнением теплопроводности. Оно имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T, \quad (5.7)$$

здесь $a = \frac{k\rho}{c}$ — коэффициент температуропроводности, k — коэффициент теплопроводности, ρ — плотность, c — теплоемкость вещества. Зная $T(r, t)$, можно найти поток тепла I , переносимого через единицу площади:

$$I = -k \operatorname{grad} T. \quad (5.8)$$

Коэффициенты a и k являются важнейшими характеристиками процесса переноса тепла в средах. Наиболее простое выражение для k имеет место в случае газов:

$$k = \frac{1}{3} \rho v l c_v. \quad (5.9)$$

Здесь c_v — удельная теплоемкость газа, ρ — его плотность, v и l — соответственно средняя скорость и средняя длина свободного пробега молекул газа. Как и соотношение (5.2) для η , выражение (5.9) справедливо лишь при l , достаточно малых по сравнению с размерами объема, в котором находится газ. В этом случае, как и η , k не зависит от давления.

Для жидких и твердых тел общего выражения для коэффициента теплопроводности не существует.

Методы определения коэффициента теплопроводности и температуропроводности. Методы определения можно разделить на динамические и стационарные. В стационарных методах используются процессы, в которых температура не меняется со временем. Таким процессом соответствует решение уравнения типа (5.8). Наиболее распространены экспериментальные методы, основанные на измерении потока тепла в плоской системе (метод плоского слоя) и в цилиндрически симметричной системе (метод цилиндрического слоя).

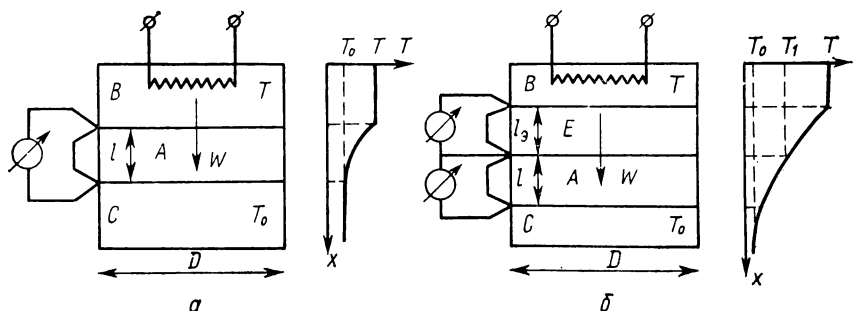


Рис. 5.7. Схема прибора для определения теплопроводности методом плоского слоя: а) абсолютный метод; б) относительный метод

На рис. 5.7, а представлена принципиальная схема системы для измерения теплопроводности *методом плоского слоя*. Исследуемое вещество *A* располагается между двумя блоками *B* и *C*. В верхнем блоке располагается нагреватель постоянной мощности *W*. Нижний поддерживается при постоянной температуре *T*₀. Тепло, создаваемое нагревателем, проходит через слой исследуемого вещества, в котором возникает градиент температуры. Чтобы избежать неравномерности нагрева блоки *B* и *C* выполняются из вещества с хорошей теплопроводностью. Разность температуры на поверхностях образца *T*—*T*₀ измеряется с помощью термопары.

Если толщина исследуемого вещества *l* мала по сравнению с шириной блоков *D*, то искомая величина *k* может быть определена из соотношения

$$W = k \frac{T - T_0}{l} S, \quad (5.10)$$

здесь *l* — толщина образца, *S* — площадь поверхности образца, через которую идет поток тепла.

Данная система особенно удобна при исследовании теплопроводности жидкостей и газов. Если нагреватель расположен сверху и толщина слоя *A* невелика, то конвекционными процессами переноса тепла можно пренебречь. Однако в данной плоской системе может быть значителен перенос тепла излучением. Поток энергии, переносимой излучением, может быть оценен по формуле

$$W = \varepsilon \sigma S (T^4 - T_0^4). \quad (5.11)$$

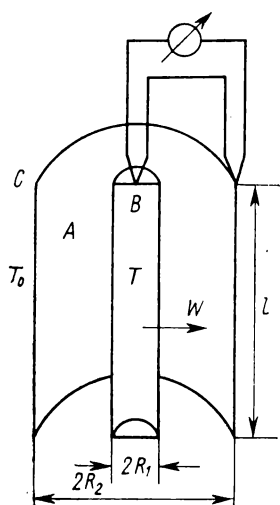
Здесь $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²К², *S* — площадь изучающей поверхности, ε — коэффициент поглощательной способности поверхностей, между которыми заключено исследуемое вещество. В частности, для Ni $\varepsilon = 0,35$.

Кроме того, в методе плоского слоя требуется, чтобы весь поток тепла *W* проходил через исследуемое вещество. Для этого приходится создавать тепловую изоляцию верхней части и торцов нагревателя. Это представляет собой определенные экспериментальные трудности. Тепловые потери в нагревателе ведут к погрешности в определении *k*.

В описанной системе может быть применен и относительный метод измерения. Для этого между блоками *B* и *C* помещают два образца: слой исследуемого вещества *A* и слой эталонного вещества *E* с известной теплопроводностью (рис. 5.7, б). Обозначим толщины слоев *A* и *E* соответственно через *l* и *l*_э. Разности температур *T*—*T*₁ и *T*₁—*T*₀ измеряются термопарами. Искомый коэффициент теплопроводности выражается в этом случае соотношением

$$k = k_{\text{э}} \frac{l}{l_{\text{э}}} \frac{T - T_1}{T_1 - T_0}, \quad (5.12)$$

где k_3 — теплопроводность эталонного вещества. Однако и относительный метод измерения требует устранения тепловых потерь. Он достигается термоизоляцией нагревателя и установкой компенсирующих нагревателей.



Метод цилиндрического слоя. Принципиальная схема для определения коэффициента теплопроводности методом цилиндрического слоя представлена на рис. 5.8. Исследуемое вещество A находится между двумя коаксиальными цилиндрами B и C , выполненными из материала с высокой теплопроводностью, например из меди. Внутри цилиндра B расположен нагреватель; температура внешнего цилиндра T_0 поддерживается постоянной, например при помощи внешнего термостата. Тепловой поток, создаваемый нагревателем, распространяется в радиальном направлении. В случае

Рис. 5.8. Схема прибора для определения теплопроводности методом цилиндрического слоя

равномерного по длине цилиндров распределения потока тепла коэффициент теплопроводности выражается соотношением

$$k = \frac{W}{(T - T_0)} \ln \frac{R_2}{R_1} \frac{1}{2\pi L R_2}, \quad (5.13)$$

где L и R_1 — длина и радиус внутреннего цилиндра, R_2 — радиус внешнего цилиндра. Разность температур $T - T_0$ измеряется при помощи термомпары.

Частным случаем метода цилиндрического слоя является система, в которой по оси расположена тонкая металлическая нить, нагреваемая электрическим током. Температура нити измеряется по ее сопротивлению.

Преимущество метода цилиндрического слоя состоит в том, что практически весь тепловой поток, создаваемый во внутреннем цилиндре, проходит через исследуемое вещество. Тепловая изоляция и коррекция теплового потока необходимы только на торцах цилиндров. Однако в цилиндрической системе в случае измерений в жидкости или газах гораздо легче возникают конвективные потоки. Чтобы избежать этого явления, необходимо применять тонкие зазоры L между внутренним и внешним цилиндрами порядка 0,5—1 мм.

Для оценки величины конвективного переноса тепла в зазоре между цилиндрами можно использовать критерий Нуссельта.

Конвективной теплопередачей можно пренебречь, если выполняется условие $N < 1000$, где N — безразмерная величина:

$$N = \frac{L^3 g \beta (T - T_0) \eta c_p k}{\nu^2}. \quad (5.14)$$

Здесь η — коэффициент внутреннего трения, c_p — теплоемкость, ν — кинематическая вязкость, k — коэффициент теплопроводности, ρ — коэффициент теплового расширения исследуемого вещества, $g = 9,8$ м/с².

Метод цилиндрического слоя может быть использован и как относительный. В этом случае используется то свойство цилиндрической системы, что отношение $\frac{T - T_0}{W}$ и k связаны однозначно соотношением вида

$$k = \frac{C}{\frac{T - T_0}{W} - B}. \quad (5.15)$$

Здесь константа C и B определяются только конструкцией прибора. Их можно найти, используя калибровку по двум эталонным веществам с разной теплопроводностью.

Динамические методы определения коэффициента k основаны на измерении временного хода температуры в нестационарных процессах теплопередачи: непрерывный нагрев с постоянной мощностью при фиксированных граничных условиях, нагрев в течение ограниченного времени, периодический нагрев и т. д. Динамические методы технически более сложны. Но они могут дать больше информации о тепловых свойствах тел. В некоторых системах могут быть одновременно определены коэффициенты теплопроводности и температуропроводности и теплоемкость вещества.

Схема системы для динамического метода определения коэффициента температуропроводности a твердого тела приведена на рис. 5.9. Тонкий образец A в виде ленты периодически с частотой ω нагревается потоком лучистой энергии.

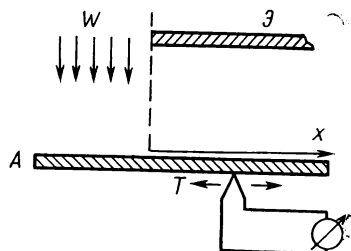


Рис. 5.9. Схема прибора для определения температуропроводности твердого тела

Часть образца закрыта экраном Э. Термопара T может перемещаться вдоль длины образца, измеряя амплитуду колебаний температуры θ как функцию координаты x . Если начало координат $x=0$ поместить в точку расположения края экрана, то зависимость $\theta(x)$ может быть выражена соотношением

$$\theta = \theta_0 e^{-\gamma x}, \quad (5.16)$$

где γ — функция частоты ω и коэффициента температуропроводности a . Для достаточно большого значения ω γ выражается приближенным соотношением:

$$\gamma = \sqrt{\frac{\omega}{2a}}. \quad (5.17)$$

Для определения величины γ строится график зависимости $\ln \theta$ от X . По наклону графика определяется величина γ и рассчитывается коэффициент a .

Современные системы позволяют автоматизировать процесс измерения коэффициентов a и k и вести работу в широком диапазоне температур от 200 до 2000° С и при давлениях до 10³ атм. Точность измерений достигает 0,1—1%.

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. Гл. 6.
2. Филиппов Л. П. Измерение теплопроводностных свойств веществ. М.: Атомэнергиздат, 1985.
3. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1974. Гл. 1, 5.

Лабораторная работа 5.1

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Введение. В настоящей работе с помощью вискозиметра определяется температурная зависимость вязкости жидкости. Проверяется экспериментальный закон Бачинского, определяется энергия активации жидкости. В ходе измерений осваивается работа таких приборов, как термостат, вискозиметр, система регистрации времени и др.

Оборудование. Вискозиметр с исследуемой жидкостью, термостат с контактным термометром, частотомер, блок регистрации световых импульсов, блок питания.

Механизмы переноса (диффузия, теплопроводность, вязкость) в жидкостях и газах существенно отличаются вследствие различия в их структуре. Молекулы в жидкости расположены близко друг к другу, поэтому свойства жидкостей в большей степени определяются характером межмолекулярных сил. Типичный вид зависимости межмолекулярных сил от расстояния $F(r)$ и соответствующая кривая потенциальной энергии $U(r)$ приведены на рис. 5.10. При $r=r_0$ кривая потенциальной энергии имеет минимум U_{\min} , соответствующий энергии положения равновесия.

Каждая молекула жидкости окружена со всех сторон «соседями», отстоящими от нее в среднем на расстоянии, близком к r_0 . Тепловое движение молекул сводится в основном к колебаниям внутри потенциальной ямы, созданной ее ближайшим

окружением (место временной локализации) и перескоками ее из одного места локализации в другое. Так, за 1 с молекула жидкости меняет свое положение приблизительно 10^8 раз, совершая между двумя перескоками 10^3 — 10^5 колебаний.

Минимальная энергия, необходимая молекуле для преодоления потенциального барьера сил взаимодействия с ближайшим окружением и перескока в новое положение равновесия, называется энергией активации данной жидкости ϵ .

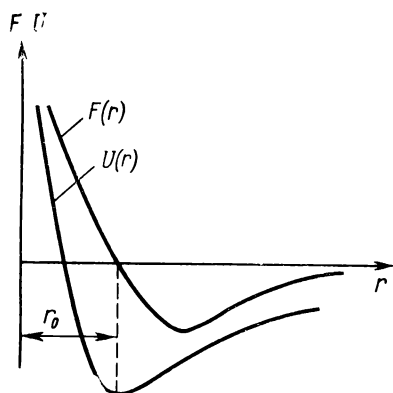


Рис. 5.10. Зависимость межмолекулярных сил от F и потенциальной энергии взаимодействия молекул U от расстояния между молекулами r

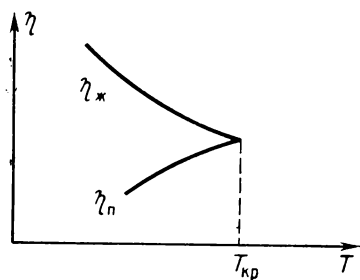


Рис. 5.11. Зависимость коэффициента вязкости жидкости $\eta_{\text{ж}}$ и пара $\eta_{\text{п}}$ от температуры

На полное освобождение отдельной молекулы от действия всех остальных необходимо затратить теплоту испарения. На разрушение порядка расположения молекул нужно затратить теплоту плавления. Величина энергии активации лежит между теплотой плавления и теплотой испарения. Опыт подтверждает такое заключение.

Уравнение переноса для жидкостей формально сохраняет тот же вид, что и для газов. Однако вследствие различного механизма переноса количества движения выражения для коэффициентов вязкости газа и жидкости различны. Сущность явления внутреннего трения жидкости состоит в том, что молекулы, находящиеся под действием внешней силы, совершают перескоки преимущественно в направлении этой силы. Чем чаще способны молекулы жидкости перемещаться из одного мгновенного положения равновесия в другое, тем больше текучесть и меньше вязкость жидкости. Под текучестью жидкости понимают величину $1/\eta$, обратную вязкости.

Зависимость коэффициента вязкости от величин T и ϵ описывается соотношением (5.3). На рис. 5.11 приведены для сравнения зависимости коэффициентов вязкости от температу-

ры для жидкости и пара. В отличие от газов с ростом температуры вязкость жидкости уменьшается. При критической температуре значения коэффициентов вязкости пара и жидкости выравниваются.

Иная формула, представляющая коэффициент вязкости, была предложена Бачинским. Как было показано, коэффициент вязкости определяется прежде всего силами межмолекулярного взаимодействия. Силы взаимодействия зависят от среднего расстояния между молекулами, а среднее расстояние определяется молярным объемом вещества V_m .

Многочисленные эксперименты показали, что между молярным объемом и коэффициентом вязкости существует соотношение

$$\eta = \frac{c}{V_m - b}, \quad (5.18)$$

где c и b — константы. Это эмпирическое выражение называется формулой Бачинского.

Согласно уравнению (5.18) график зависимости текучести $1/\eta$ от молярного объема должен быть линейным. Отрезок, отсекаемый графиком на оси абсцисс, равен b . Надо отметить, что b приблизительно равно константе Ван-дер-Ваальса.

Описание установки. Блок-схема установки приведена на рис. 5.12. Исследуемая жидкость помещается в вертикальную запаянную трубку. В трубке находится металлический шарик C . В данной работе применяется относительный метод измерения вязкости. Диаметр шарика близок к диаметру трубки. Для определения вязкости жидкости

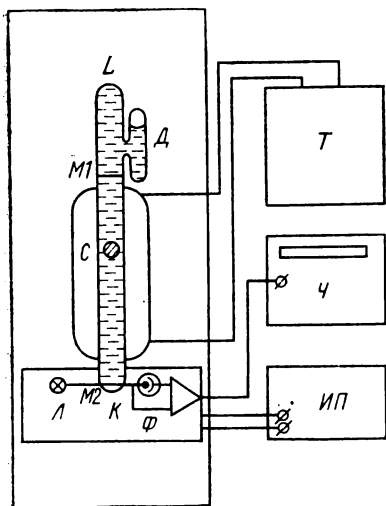


Рис. 5.12. Схема измерительной установки

необходимо измерить время движения шарика между двумя метками, нанесенными на трубку, — $M1$ и $M2$. Время прохождения шариком t расстояния H между метками пропорционально коэффициенту вязкости η : $\eta = Bt$. Коэффициент пропорциональности B определяется при градуировке прибора и указан на установке.

На трубке находится также отросток D , в котором собирается остаточный газ, выделяющийся из жидкости в процессе работы.

На одном из концов трубки расположен блок регистрации шарика. Блок содержит лампочку накаливания L , свет от которой проходит через трубку и попадает на фотодиод Φ . Блок питается от источника напряжения $ИП$.

В момент прохождения шарика мимо фотодиода система вырабатывает импульс, который подается на блок измерения времени. Для измерения времени используется частотомер $Ч$. В момент прохождения шариком верхней метки $M1$ необходимо нажать кнопку «пуск» на панели частотомера. При этом частотомер начинает отсчет времени. В момент прохождения шариком нижней метки $M2$ сигнал с фотодиода останавливает работу частотомера, и на табло прибора фиксируется время прохождения шариком расстояния между метками. Погрешность отсчета времени не должна превосходить 0,01 с.

Трубка с исследуемой жидкостью окружена рубашкой, по которой циркулирует вода от термостата T . Температура воды, а вместе с ней и температура исследуемой жидкости могут меняться заданным образом. Температура регистрируется по термометру, находящемуся на термостате.

Система трубки с блоком регистрации шарика укреплена на панели, которая может вращаться вокруг горизонтальной оси. Поворотом панели сначала заставляют шарик опуститься в конец L (холостой ход), затем панель переворачивают, и шарик перемещается от конца L к концу K (рабочий ход).

Упражнение. Измерение зависимости вязкости жидкости от температуры

Перед экспериментом необходимо включить источник питания блока регистрации шарика и частотомер. Порядок установки тумблеров частотомера приведен на установке.

Включить термостат и насос термостата. Нагреватели не включать. После пятиминутного прогрева приступить к измерениям.

Измерить температуру воды по термометру на термостате. Перевернуть прибор вниз концом L (холостой ход). Дождаться, пока шарик не дойдет до конца трубки. Затем повернуть прибор вниз концом K . В момент прохождения шариком метки $M1$ нажать на панели частотомера кнопку «пуск». При нажатии кнопки сбрасывается число на табло прибора. Частотомер начинает новый отсчет времени. После остановки отсчета записать время движения шарика t . Опыт провести 2—3 раза.

Процесс измерения надо проводить аккуратно. Во избежании случайного срабатывания блока регистрации надо не допускать резких толчков прибора. Вязкость рассчитывать по формуле $\eta = Bt$.

По окончании измерений включить нагреватели термостата и установить на контактном термометре температуру на 4—6 К выше комнатной. Выждать время до установления в термостате

новой температуры. При достижении новой температуры сигнальные лампочки нагревателей погаснут.

Вновь провести измерение вязкости жидкости. Аналогично производить измерения через 4—6 К ступенями до температуры 50° С.

Обработка данных. Рассчитать вязкость жидкости для разных температур. Построить график зависимости η от T . Построить график зависимости $\ln \eta$ от $1/T$. По наклону графика определить энергию активации ϵ . Построить график зависимости текучести $1/\eta$ жидкости от молярного объема V_m . Данные о зависимости приведены на установке.

Контрольные вопросы

1. Какова разность коэффициента вязкости в системе СИ?
2. Почему вязкость жидкостей с ростом температуры падает, а вязкость газов растет?
3. Почему необходимо соблюдать вертикальность прибора?
4. Почему в данной установке используется шарик, диаметр которого близок к диаметру трубки?
5. Как меняется вязкость жидкости и пара при приближении к критической точке?
6. Как следует изменить массу и размеры шарика для того, чтобы можно было проводить измерения в более вязких жидкостях?
7. Оцените диапазон значений, в котором должна лежать величина энергии активации для воды. Для оценки использовать табличные значения теплоты плавления и теплоты испарения.

Литература

1. Радченко И. В. Молекулярная физика. М.: Наука, 1965. С. 359—363.
2. Штрауф Е. А. Молекулярная физика. Л.—М.: Гостехиздат, 1949. С. 438—448.
3. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. С. 221—229.
4. Кикоин И. К., Кикоин А. К. Молекулярная физика. М.: Наука, 1976. С. 317—321.

Лабораторная работа 5.2 ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ВОДОРОДЕ ОТ ДАВЛЕНИЯ

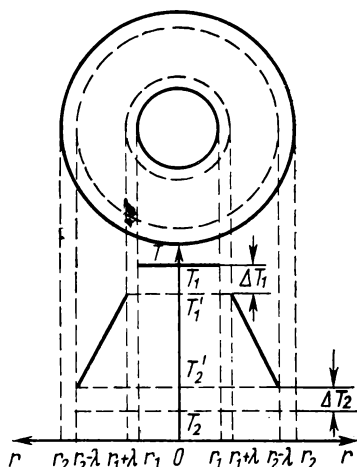
Введение. В настоящей работе исследуется зависимость коэффициента теплопередачи в водороде от давления в вакуумных условиях. В процессе измерения осваивается работа таких приборов, как вакуумметр, вакуумная трубка с генератором водорода и др.

Оборудование. Вакуумная трубка с генератором водорода, вакуумметр, милливольтметр, миллиамперметр, вольтметр многопредельный, трансформатор.

Рассмотрим перенос тепла между двумя коаксиальными цилиндрами длины l с температурами T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$). Пространство между цилиндрами заполнено газом. Если температуры цилиндров поддерживаются постоянными, то между ними возникает стационарный поток тепла за счет теплопроводности газа.

Разделим пространство между цилиндрами на три области (рис. 5.13). Область 1 — слой газа около внутреннего цилиндра толщиной λ , где λ — длина свободного пробега молекул газа. Область 2 — такой же слой около внешнего цилиндра. Область 3 — пространство между этими слоями.

Рис. 5.13. Распределение температуры газа между двумя цилиндрами



Молекулы газа сталкиваются с внутренним цилиндром и приобретают кинетическую энергию, соответствующую температуре T_1 . Процесс теплопроводности состоит в том, что идет передача энергии от молекул во время их столкновений друг с другом. Полученную энергию молекулы переносят на второй цилиндр, имеющий температуру T_2 .

Процесс столкновений молекул и обмен энергиями между ними идут во всем объеме газа, за исключением областей 1 и 3. Будем считать, что от границы области 1 до внутреннего цилиндра и от границы области 2 до внешнего цилиндра молекулы пролетают без соударений. Будем также считать, что после соударения с цилиндром молекулы приобретают температуру того цилиндра, с которым они сталкивались.

Тогда график распределения температуры по диаметру системы будет иметь вид, представленный на рис. 5.13. В области от $r_1 + \lambda$ до $r_2 - \lambda$ температура газа плавно изменяется. В областях 1 и 2 от $r_1 + \lambda$ до r_1 и от $r_2 - \lambda$ до r_2 нельзя говорить о единой температуре молекул. Здесь молекулы, летящие к цилиндру и отскакивающие от него, имеют разные температуры. Они не сталкиваются между собой и не обмениваются энергиями.

Обозначим температуру газа в точках $r_1 + \lambda$ и $r_2 - \lambda$ соответственно через T_1 и T_2 . Разности $\Delta T_1 = T_1 - T_1'$ и $\Delta T_2 = T_2' - T_2$ назовем пристеночными скачками температуры.

Рассмотрим сначала процесс теплопроводности в области 3. Исследуем случай, когда $r_2 \gg \lambda$. Для области, размеры которой много больше, чем λ , справедливо уравнение теплопроводности, которое в цилиндрической системе координат имеет вид

$$I = -k \frac{dT}{dr} S, \quad (5.19)$$

где I — поток тепла через площадку S , k — коэффициент теплопроводности, равный $k = \frac{1}{3} n v \frac{c_V}{N}$, n — концентрация молекул газа, v — средняя скорость теплового движения молекул, N — число Авогадро, c_V — молекулярная теплоемкость газа. Для цилиндра $S = 2\pi r l$, где l — длина цилиндра.

Интегрируя уравнение (5.19) по r от $r_1 + \lambda$ до $r_2 - \lambda$, получим выражение для полного потока тепла, переносимого от одной границы области до другой:

$$I = \frac{2\pi l (T_1 - T_2 - \Delta T_1 + \Delta T_2)}{\ln [(r_2 - \lambda)/(r_1 + \lambda)]} k. \quad (5.20)$$

В областях 1 и 3 перенос энергии производится молекулами без взаимных соударений. Рассмотрим, например, поток тепла в области 1 между цилиндрами радиусов r_1 и $r_1 + \lambda$.

На 1 см² поверхности цилиндра r_1 попадает $\frac{1}{3} n v$ молекул за 1 с. Каждая молекула несет среднюю энергию $\frac{c_V}{N} T_1'$. Коснувшись цилиндра, молекулы отскакивают, имея среднюю энергию $\frac{c_V}{N} T_1$. Затем они достигают границы области $r_1 + \lambda$. Через область 1 переносится поток энергии

$$I = k 2\pi l r_1 \frac{\Delta T_1}{\lambda}. \quad (5.21)$$

Аналогично для потока энергии в области 3

$$I = k 2\pi l (r_2 - \lambda) \frac{\Delta T_2}{\lambda}. \quad (5.22)$$

Исключая из уравнений (5.20)–(5.22) величины ΔT_1 и ΔT_2 , получим выражение для I :

$$I = \frac{2k\pi l (T_1 - T_2)}{\ln \frac{r_2 - \lambda}{r_1 + \lambda} + \lambda \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2 - \lambda} \right)}. \quad (5.23)$$

Рассмотрим такие размеры цилиндров, чтобы выполнялись условия $r_1 \ll r_2$, $r_1 \ll \lambda$. Сделаем упрощения, пренебрегая вели-

чинами $\frac{\lambda}{r_2}$ и $\ln \frac{r_2 - \lambda}{r_1 + \lambda}$ по сравнению с $\frac{\lambda}{r_1}$. В справедливости такого пренебрежения можно убедиться, используя формулу

$$\lambda = \frac{8,5 \cdot 10^{-3}}{p}, \quad (5.24)$$

где p — давление газа в мм рт. ст., λ — средняя длина свободного пробега в см. Величины r_1 и r_2 приведены на установке.

Подставляя в (5.23) выражения $k = \frac{1}{3} \nu n \lambda \frac{c_V}{N}$ и $n = \frac{p}{kT_2}$, получим формулу

$$I = \frac{1}{3} \frac{c_V}{R} p \nu \frac{T_1 - T_2}{T_2} 2\pi r_1 l. \quad (5.25)$$

Как видно из уравнения (5.25), поток переносимой энергии в этом случае не зависит от радиуса внешнего цилиндра. Более точный расчет с учетом распределения молекул по энергиям дает выражение

$$I = \frac{c_V + 0,5R}{2R} p \sqrt{\frac{RT_2}{2\pi\mu}} \frac{T_1 - T_2}{T_2} 2\pi r_1 l. \quad (5.26)$$

Коэффициент теплопередачи между цилиндрами $k_1 = \frac{I}{T_1 - T_2}$ выражается формулой

$$k_1 = \frac{c_V + 0,5R}{2R} p \sqrt{\frac{R}{2\pi\mu T_2}} 2\pi r_1 l, \quad (5.27)$$

где μ — молярная масса газа. Отметим, что коэффициент k_1 прямо пропорционален давлению газа. Такая зависимость имеет место лишь при малых давлениях газа, когда справедливо соотношение $\lambda \gg r_1$. С ростом давления, как видно из уравнения (5.23), поток энергии перестает зависеть от давления.

Примером системы, для которой справедлива формула (5.26), может быть тонкая нагретая проволока, натянутая вдоль оси цилиндра. Поскольку в выражение (5.26) радиус внешнего цилиндра не входит, эта формула должна быть приближенно справедлива и тогда, когда нить расположена не строго вдоль оси цилиндра, если только расстояние цилиндр — нить достаточно велико по сравнению с λ .

В реальных условиях нить всегда будет терять энергию не только за счет теплопроводности газа, но и за счет теплоизлучения и теплопроводности держателей нити. Доля энергии, теряемой таким путем, зависит от температур T_1 и T_2 и слабо зависит от давления газа. Эту часть потока энергии от нити мы обозначим I_1 .

Если нить нагреть, например пропуская через нее ток i , то выделяемая мощность будет равна $W=i^2R$, где R — сопротивление нити. Тогда можно записать уравнение баланса энергии

$$i^2R = I + I_1. \quad (5.28)$$

Из этого уравнения можно найти экспериментальное значение для коэффициента теплопередачи через газ:

$$k_2 = \frac{i^2R - I}{T_1 - T_2}. \quad (5.29)$$

Значение k_2 может отличаться от теоретического значения коэффициента k_1 из-за наличия примесей разных газов в водороде, некоаксиальности системы и др.

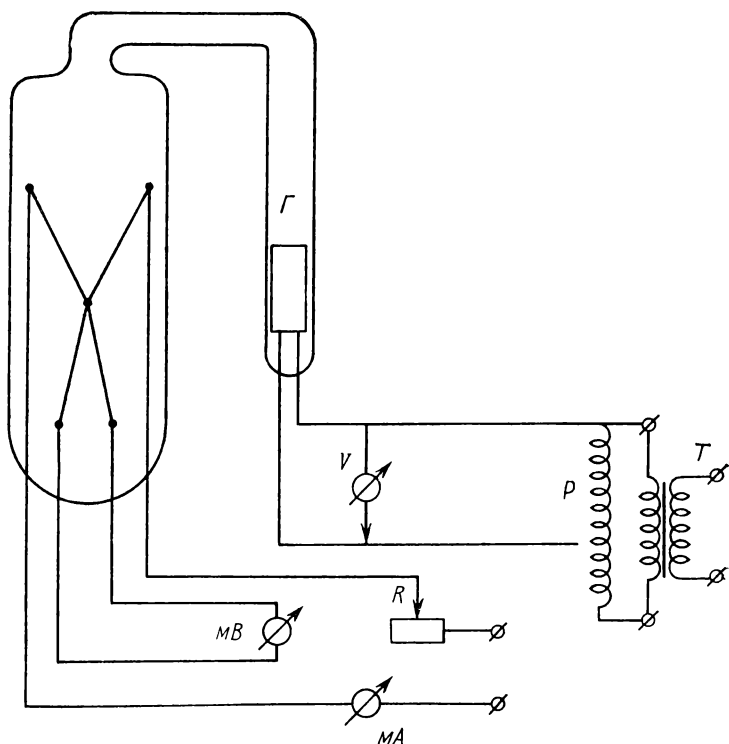


Рис. 5.14. Схема измерительной установки

Экспериментальная установка. Схема установки представлена на рис. 5.14. Внутри стеклянного цилиндрического баллона диаметром около 3 см расположена V-образная металлическая нить диаметром 0,1 мм и длиной 5,3 см. Нить расположена под углом к оси баллона, но на достаточном удалении от его

стенок. Концы нити прикреплены к металлическим держателям, которые имеют электрические выводы из баллона. Нагрев нити ведется электрическим током. Сила тока меняется реостатом R и измеряется миллиамперметром mA .

Теплопередача осуществляется между нагреваемой нитью и стенками баллона, имеющими температуру окружающего воздуха. Температура нити измеряется термпарой. Выводы термпары подключены к милливольтметру mV . Из колбы воздух откачан, и вся система герметизирована. Давление водорода в баллоне меняется с помощью генератора водорода G . Он представляет собой металлический цилиндр, наполненный твердым соединением водорода (гидрат окиси титана). Внутри цилиндра имеется нагреватель, питаемый электрическим током. Упомянутое соединение водорода способно выделять при нагревании свободный газообразный водород. Давление водорода является однозначной функцией температуры цилиндра и в широких пределах не зависит от объема баллона. Генератор водорода припаян к экспериментальному баллону и составляет с ним единую систему. Выводы электрического нагревателя генератора водорода присоединены к автотрансформатору P . Напряжение на автотрансформатор подается с понижающего трансформатора T . Напряжение на генераторе водорода измеряется вольтметром V и изменяется с помощью автотрансформатора P . Градуировочная таблица зависимости давления водорода от напряжения накала прилагается к экспериментальной установке.

Упражнение 1. Измерение потока энергии I_1 за счет теплоизлучения и теплопроводности держателей

При этих измерениях генератор водорода выключен. Давление водорода, создаваемое в баллоне при комнатной температуре генератора, пренебрежимо мало, и теплопроводностью водорода в этих условиях можно пренебречь.

Включить нагреватель нити и установить фиксированную температуру. Для этого с помощью реостата R изменяют ток нагрева, добиваясь указанного показания E_0 милливольтметра, измеряющего термо-ЭДС. Записать значение тока i_0 , при котором устанавливается E_0 . Значение E_0 , а также чувствительность термпары указаны в специальной таблице данных на каждой установке.

В этих условиях, пренебрегая теплопроводностью водорода, можно рассчитать величину $I_1 = Ri_0^2$, где i_0 — сила тока нагревателя, R — величина сопротивления (указана в таблице данных установки).

Упражнение 2. Измерение зависимости коэффициента теплопередачи от давления

Включить нагреватель нити и установить по милливольтметру mB заданную температуру в том порядке, как это указано в упражнении 1. Затем включить систему питания генератора водорода. С помощью автотрансформатора P установить по вольтметру V напряжение накала генератора водорода 1,5 В. Выждав 3—5 мин до установления давления водорода, реостатом изменить ток нагрева нити так, чтобы температура нити, а следовательно, и показания милливольтметра E , измеряющего термо-ЭДС, стала прежней, т. е. E_0 . Измерить ток i_1 , соответствующий этому состоянию. Используя полученное в упражнении 1 значение I_1 , определить по формуле (5.29) соответствующее значение k_2 . Давление водорода, соответствующее установленному значению накала генератора водорода, находится по градуировочной таблице.

Далее напряжение накала генератора водорода изменяется через равные интервалы. Каждый раз восстанавливается температура нити с помощью реостата R и измеряется соответствующая величина тока нагрева нити. Величина интервалов и диапазон, в котором меняется напряжение накала, указаны для каждой установки.

С помощью полученных данных построить экспериментальную кривую зависимости k_2 от давления водорода p . Построить теоретическую кривую зависимости k_1 от давления p , используя для расчетов формулу (5.27).

Контрольные вопросы

1. В чем состоит особенность процесса переноса тепла в пристеночной области при низких давлениях газа?
2. Почему в пристеночном слое толщиной λ газу нельзя приписать определенную температуру?
3. Пользуясь соотношением (5.25), оценить, при каком давлении радиус нагреваемой нити становится сравнимым с длиной свободного пробега молекул.
4. Какие виды теплопередачи Вы знаете?
5. Как работает генератор водорода?
6. Рассчитать величину коэффициента теплопроводности водорода, пользуясь соотношением (5.9) для $T=300$ К и давлений $p=1$ и $0,001$ мм рт. ст.
7. При каком давлении и каких условиях коэффициент теплопроводности перестает зависеть от давления?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. Гл. 6, § 54.
2. Дэмшан С. Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964. Гл. 1, § 10.

Лабораторная работа 5.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА

ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ

ТВЕРДОГО ТЕЛА

Введение. В настоящей работе определяется коэффициент температуропроводности твердого тела методом измерения температурного хвоста в процессе установления теплового режима. Осваивается методика обработки термограмм, полученных с помощью самописца. В ходе эксперимента осваивается работа с термопарными датчиками температуры, термостатом и другими приборами.

Принадлежности. Блок из оргстекла с термопарами, термостат, потенциометр-самописец.

Рассмотрим стационарное распределение температуры в некотором теле (температурное поле). В этом случае температура любой точки тела не зависит от времени. В одномерной задаче температура всех точек плоскости, перпендикулярной, например, оси x , одинакова, т. е. $T = T(x)$.

Выделим в теле малый цилиндр, ось которого параллельна оси x . Площадь сечения цилиндра обозначим s (рис. 5.15).

Поток тепла $q(x)$, проходящий через сечение s за единицу времени, определяется уравнением Фурье

$$q(x) = -k \frac{dT(x)}{dx}, \quad (5.30)$$

где k — коэффициент теплопроводности.

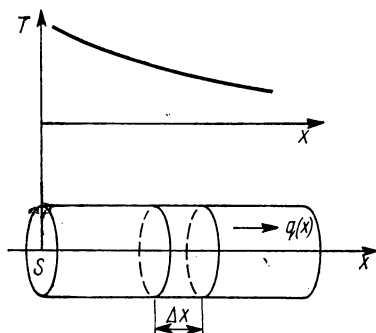


Рис. 5.15. Одномерный тепловой поток

При стационарной теплопроводности поток тепла через любое сечение цилиндра одинаков, т. е. $q(x) = q(x+dx)$. При нестационарной теплопроводности потоки $q(x)$ и $q(x+dx)$ могут быть разными. Часть тепла, входящего через сечение с координатой x , идет на нагрев массы вещества dM в объеме sdx .

Запишем уравнение теплового баланса:

$$c\rho s dx dT = [q(x) - q(x+dx)] s dt = - \frac{dq}{dx} s dx dt, \quad (5.31)$$

где c — удельная теплоемкость, dT — изменение температуры, ρ — плотность вещества.

После постановки (5.30) в (5.31) получим дифференциальное уравнение теплопроводности в виде

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2}. \quad (5.32)$$

Здесь $a = \frac{k}{c\rho}$ — коэффициент температуропроводности.

Коэффициент температуропроводности характеризует теплоинерционные свойства вещества. Чем больше a , тем быстрее происходит изменение температурного поля в веществе.

Рассмотрим задачу о нестационарной теплопроводности в плоском слое, толщина которого по оси x равна l , а размеры по осям y и z не ограничены. Предположим, что при $t < 0$ температура слоя во всех точках была равна T_0 . Эта температура остается все время на поверхности $X=0$. В момент $t=0$ на поверхности $X=l$ задается и все время поддерживается температура T_1 . Запишем эти условия в виде

$$T(x, 0) = T_0; \quad T(0, t) = T_0; \quad T(l, t) = T_1. \quad (5.33)$$

Решение уравнения (5.32) при условии (5.33) представляет собой бесконечный ряд:

$$T(x, t) = T_0 + (T_1 - T_0) \left[\frac{x}{l} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \exp \left[- \left(\frac{\pi n}{l} \right)^2 at \right] \times \right. \\ \left. \times \sin \frac{\pi n x}{l} \right]. \quad (5.34)$$

Введем обозначения для разности температур:

$$\tau(x, t) = T(x, t) - T_0; \quad \tau_1 = T_1 - T_0. \quad (5.35)$$

Тогда выражение (5.34) можно записать в виде

$$\tau(x, t) = \tau_1 \left[\frac{x}{l} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \exp \left[- \left(\frac{\pi n}{l} \right)^2 at \right] \sin \frac{\pi n x}{l} \right]. \quad (5.36)$$

При $t > al^2/\pi^2$ члены ряда быстро убывают с ростом n , поэтому ограничимся в решении первым членом ряда. Запишем окончательно зависимость от времени изменения температуры в некоторой точке слоя с координатой x ($0 \leq x \leq l$):

$$\tau(x, t) = \tau_1 \left[\frac{x}{l} - \frac{2}{\pi} \exp \left[- \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 at \right] \sin \frac{\pi x}{l} \right]. \quad (5.37)$$

Величина al^2/π^2 имеет размерность времени. Она является характерным временем установления температуры в системе. В настоящей работе выражение (5.37) используется для опре-

деления величины a . Положив в формуле (5.37) величину x равной $l/2$, получим

$$\tau = \tau_1 \left[\frac{1}{2} - \frac{2}{\pi} \exp \left[- \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 at \right] \right]. \quad (5.38)$$

После преобразований получим

$$\ln \left(1 - 2 \frac{\tau}{\tau_1} \right) = \ln \frac{4}{\pi} - \frac{\pi^2}{l^2} at. \quad (5.39)$$

Величина $\ln(1 - 2\tau/\tau_1)$ является линейной функцией времени. Тангенс наклона графика равен $\left(\frac{\pi}{l} \right)^2 a$. Это соотношение позволяет экспериментально найти величину a .

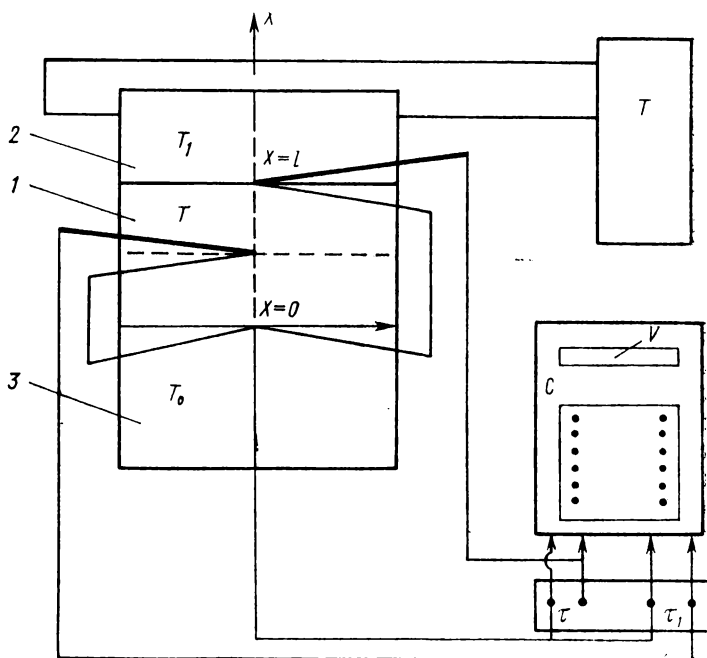


Рис. 5.16. Схема измерительной установки

Описание установки. Блок-схема установки представлена на рис. 5.16. Цилиндрический блок из оргстекла 1 зажимается между двумя термостатирующими резервуарами. Верхний резервуар 2 нагрет постоянно протекающей через него термостатирующей жидкостью — водой при температуре около 50°C . Через нижний резервуар 3 продувается воздух при комнатной температуре.

На поверхность блока, соприкасающуюся с резервуарами, для улучшения теплового контакта наносится слой смазки.

На рис. 5.16 приведена электрическая схема включения двух закрепленных на блоке термопар, с помощью которых измеряются разности температур $\tau = T - T_0$ и $\tau_1 = T_1 - T_0$. «Холодные» спаи термопар находятся у нижней поверхности блока (точка 0), температура которой T_0 . «Горячий» спай одной термопары — в середине блока $x = l/2$, другой — у верхней поверхности T_1 .

Термопары подсоединены к многоточечному потенциометру-самописцу С. Самописец поочередно автоматически подключается к термопарам. На бумажной ленте прибора печатаются поочередно с интервалом времени 10 с точки u и u_1 , соответствующие температурам τ и τ_1 .

Значения τ и τ_1 получают умножением показаний самописца u и u_1 на чувствительность термопар K и K_1 ($\tau = ku$, $\tau_1 = k_1 u_1$). Чувствительности K и K_1 приведены на установке.

Упражнение. Измерение температуропроводности твердого тела

В начале работы необходимо проверить равенство температур во всех точках блока. Для этого измерительные термопары подсоединяют к самописцу-потенциометру и включают самописец. Включение производится тумблером «вкл.» и «лента». При этом указатель прибора будет поочередно регистрировать термо-ЭДС каждой из термопар. Если показания самописца для какой-либо из термопар превосходят 15 делений, то блок надо поместить в камеру для охлаждения струей воздуха и добиться выравнивания температуры. После проверки самописец выключается.

Затем следует включить термостат. Включение производится сначала на максимальную мощность нагревателя: включаются все элементы нагрева и тумблер «насос». Когда температура воды в термостате достигнет заданной величины, термостат начинает работать в автоматическом режиме. При этом часть нагревателей надо выключить, оставив включенным лишь элемент с минимальной мощностью.

После достижения стационарной температуры вновь включить самописец. Блок исследуемого вещества вставить между термостатируемыми резервуарами и плотно зажать винтом. Запись температурного хода вести 50—70 мин. После окончания эксперимента надо выключить самописец, вынуть ленту с записанным температурным ходом, выключить термостат, вынуть блок и поставить его в камеру для охлаждения.

Расчет коэффициента температуропроводности производится с помощью формулы (5.39). Для этого строится график зависимости $\ln\left(1 - \frac{2\tau}{\tau_1}\right)$ от времени. По наклону графика рассчитывается величина a .

Контрольные вопросы

1. Какова размерность коэффициентов теплопроводности и температуропроводности?
2. Нарисуйте качественный график зависимости $T(x)$ в некоторый момент времени $t > 0$ (см. рис. 5.16).
3. Для чего необходима продувка воздухом нижнего резервуара?
4. Какими способами можно улучшить тепловой контакт между поверхностью резервуара и блока?
5. Нарисуйте предельное (при $t \rightarrow \infty$) распределение температуры $T(x)$.
6. Оцените характерное время установления температуры в блоке.

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. Гл. 6, § 54.
2. Сивухин В. Д. Общий курс физики. М.: Наука, 1973. Т. 2, § 53.
3. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Наука, 1973.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1970. С. 31.

Лабораторная работа 5.4 ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА В ВОЗДУХЕ

Введение. Целью настоящей работы является изучение процессов переноса в воздухе. Осваивается методика измерений коэффициентов теплопроводности и вязкости соответственно методом цилиндрического слоя и методом капиллярного вискозиметра. Рассчитывается теплоемкость воздуха c .

Оборудование. Капиллярный вискозиметр, калориметр, цифровой вольтметр (точность до 1 мВ), амперметр, вакуумметр, насос, источники питания.

Изучаемые в настоящей работе явления теплопроводности и вязкости относятся к явлениям переноса. Теплопроводность — процесс переноса тепла, отличительной чертой которого является атомно-молекулярный характер передачи энергии, не связанный с процессами конвекции и излучения. Поток энергии, проходящей через единичную площадку за 1 с в направлении, перпендикулярном к площадке, пропорционален градиенту температуры и выражается соотношением

$$I = -k \operatorname{grad} T, \quad (5.40)$$

где k — коэффициент теплопроводности. Знак «—» в уравнении показывает, что направление потока тепла противоположно направлению градиента температуры. Размерность коэффициента теплопроводности Вт/м·К.

Кинетическая теория газов дает для коэффициента теплопроводности K следующее выражение:

$$k = \frac{1}{3} \rho v \lambda c_v, \quad (5.41)$$

где ρ и c_v — плотность и удельная теплоемкость газа, v и λ — средние значения скорости и длины свободного пробега молекул.

Следует заметить, что величина k в широких пределах изменения давления p постоянна, так как $\rho \sim p$, $\lambda \sim 1/p$. Для давлений, при которых длина свободного пробега становится больше, чем размеры сосуда, содержащего газ, коэффициент теплопроводности уменьшается с уменьшением давления.

Для воздуха при температуре 20°C длина свободного пробега выражается эмпирической формулой

$$\lambda = \frac{4,72 \cdot 10^{-3}}{p} \text{ см}, \quad (5.42)$$

где p — давление газа в мм рт. ст. Пользуясь этим соотношением, можно оценить то давление, при котором длина свободного пробега станет сравнимой с размерами экспериментального объема. Величина k зависит также и от температуры, так как $v \sim \sqrt{T}$.

Внутреннее трение в газах, или вязкость, определяется переносом импульса в направлении, перпендикулярном движению слоев газа. Поток импульса или сила трения, приходящаяся на площадку Δs границы двух слоев газа, определяется величиной градиента направленной скорости:

$$F_{\text{тр}} = -\eta \frac{du}{dn} \Delta s. \quad (5.43)$$

Здесь η — коэффициент вязкости.

Кинетическая теория газов дает выражение для η в виде

$$\eta = \frac{1}{3} \rho v \lambda. \quad (5.44)$$

Размерность коэффициента вязкости $H \cdot \text{с}/\text{м}^2$.

Величина η зависит от давления и температуры аналогично коэффициенту теплопроводности. Из выражений (5.41) и (5.44) видно, что отношение коэффициентов теплопроводности и вязкости равно удельной теплоемкости газа c_v при постоянном объеме.

Более точный учет распределения молекул по энергиям приводит к соотношению

$$\frac{k}{\eta} = A c_v. \quad (5.45)$$

Коэффициент A для воздуха может быть принят равным 2.

Экспериментальная установка состоит из двух независимых частей для измерения коэффициента теплопроводности и определения коэффициента внутреннего трения. Схема установки приведена на рис. 5.17. Для измерения коэффициента теплопроводности используется метод цилиндрического слоя. По оси измерительной трубки *ИТ* натянута тонкая металлическая проволока из никеля. По проволоке пропускается постоянный ток *J* от источника питания *П*. Величина тока измеряется ам-

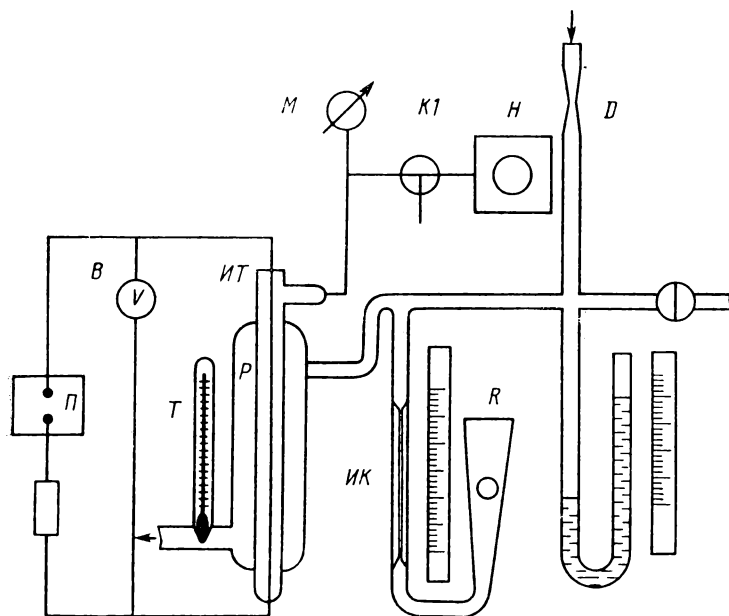


Рис. 5.17. Схема измерительной установки

перметром, расположенным на передней панели источника питания. Напряжение U на концах проволоки измеряется цифровым вольтметром B . Произведение $W = JU$ определяет подводимую мощность. Температура стенок внешнего цилиндра задается температурой воды или воздуха, циркулирующего в рубашке P , окружающей измерительную трубку, и измеряется термометром T . Размеры трубки $ИТ$ и проволоки приведены на установке. Температура проволоки определяется по ее электрическому сопротивлению. В области используемых температур сопротивление меняется по закону

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad (5.46)$$

где R_0 — сопротивление при 0°C , α — температурный коэффициент сопротивления, R — сопротивление при температуре

t° С. Сопротивление проволоки в начале опыта, когда температура ее равна температуре внешнего цилиндра t_1 , равно R_1 . После прохождения через проволоку тока ее сопротивление изменится до величины R_2 , соответствующей температуре t_2 :

$$t_2 = \frac{R_2(1 + \alpha t_1) - R_1}{\alpha R_1}. \quad (5.47)$$

Величина разности температур между проволокой и наружным цилиндром равна

$$t_2 - t_1 = \frac{(R_2 - R_1)(1 + \alpha t_1)}{\alpha R_1}. \quad (5.48)$$

Сопротивления R_1 и R_2 определяются по измеренным величинам тока через проволоку и напряжения на ее концах. В измерительной трубке можно менять давление с помощью насоса H , который соединяется с трубкой через кран K_1 . Кран может соединять измерительную трубку либо с насосом, либо с атмосферой. При откачке трубки следует соединить насос с трубкой и, откачав ее до необходимого давления, перекрыть кран, поставив его в нейтральное положение. Давление газа измеряется пружинным манометром. Цена деления манометра 7,6 мм рт. ст.

Коэффициент внутреннего трения определяется при пропускании воздуха через измерительный капилляр $ИК$. Воздух в капилляр подается из воздушной магистрали через дроссель D , снижающий давление. Скорость воздуха, проходящего через капилляр, измеряется реометром R . Реометр — вертикальная или наклонная коническая трубка, в которой помещен легкий шарик. Поток воздуха, проходящий снизу вверх, поднимает шарик на тем большую высоту, чем выше скорость потока. Реометр требует предварительной градуировки. Каждой высоте поднятия шарика в реометре соответствует определенная величина потока воздуха, протекающего через капилляр, которая приведена на градуировочном графике. Разность давлений на концах капилляра измеряется U -образным манометром, заполненным водой. С помощью выходного крана можно менять величину потока газа через капилляр. Максимальный поток идет при закрытом кране. При полностью открытом кране воздух из магистрали в установку не попадает.

Упражнение 1. Измерение коэффициента теплопроводности воздуха

Для подготовки установки к измерениям коэффициента теплопроводности необходимо обеспечить воздушное охлаждение измерительной трубки $ИТ$, пропуская поток воздуха из воздушной магистрали через рубашку P . Включить источник питания Π и вольтметр B с помощью соответствующих тумблеров на приборах.

При измерениях сначала проводится определение начального сопротивления проволоки. Через проволоку пропускается малый ток ($J_1=0,05$ А), при котором температура ее практически не отличается от температуры стенок трубки. Измеряется напряжение U_1 на концах проволоки с помощью цифрового вольтметра и определяется начальное сопротивление проволоки $R_1 = \frac{U_1}{J_1}$. Аналогично проводятся измерения R при токах

нагрева $J=0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5$ А. При переходе к каждому следующему значению тока следует выждать несколько минут, дождавшись установления устойчивого значения величины U .

При токе нагрева $J=0,5$ А следует провести измерения при различных давлениях воздуха в измерительной трубке. Определение η следует провести при давлениях 600, 500, 400, 300, 200, 100 мм рт. ст. Окончив измерения, выключить источник питания и цифровой вольтметр и соединить измерительную трубку с атмосферой. По формуле (5.48) рассчитать зависимость температуры нити t в трубке от мощности нагрева $W=JU$. Построить график зависимости $t(W)$. По формуле (5.13) рассчитать величину коэффициента теплопроводности k при разных мощностях нагрева. Построить график зависимости $k(W)$. Рассчитать величину k при разных давлениях газа. Построить график зависимости $k(p)$.

Упражнение 2. Измерение коэффициента вязкости воздуха

Переходя к измерениям коэффициента вязкости воздуха, открыть кран воздушной магистрали при открытом кране K_2 . При этом величина потока через капилляр минимальна.

Плавное закрывание крана K_2 , установить разность давлений на концах капилляра по U -образному манометру равной $p=10$ мм вод. ст. По высоте поднятия шарика в реометре с помощью градуировочного графика определить поток газа через капилляр.

Аналогично провести измерения для четырех-пяти различных значений разности давлений на концах капилляра.

По формуле (5.6) рассчитать коэффициент вязкости воздуха при различных скоростях потока воздуха через капилляр. Геометрические размеры капилляра приведены на установке. Полученные данные занести в таблицу.

Оценить величину числа Рейнольдса по формуле $Re = \frac{\rho v d}{\eta}$, где ρ — плотность воздуха, v — скорость потока, d — диаметр капилляра.

По формуле (5.48) рассчитать величину теплоемкости c_v .

Контрольные вопросы

1. Какие виды теплопередачи Вы знаете?
2. При каком расположении трубки калориметра для измерения теплопроводности будет больше сказываться конвек-

тивная теплопередача — при горизонтальном или вертикальном?

3. Какова размерность коэффициентов вязкости и теплопроводности?

4. Как зависят от давления коэффициенты вязкости и теплопроводности для газов?

5. Используя формулу (5.42), определить давление, при котором длина свободного пробега молекул станет сравнимой с диаметром трубки, в которой производится измерение коэффициента теплопроводности.

6. Оценить величину энергии излучаемой нитью экспериментальной трубки, используя формулу (5.11). Величина ϵ для никеля равна 0,35.

7. Завышенное или заниженное значение коэффициента теплопроводности мы получим в эксперименте, если теплоизлучение играет существенную роль в процессе теплопередачи?

8. Как определяется в эксперименте температура нити?

9. Почему при расчете коэффициента вязкости можно применять формулу Пуазейля (5.6), которая справедлива для несжимаемой жидкости?

10. В каком газе больше коэффициент теплопроводности — в He или H_2 ? Оценку произвести для одной и той же температуры давления, считая длины свободного пробега молекул равными.

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 50—52.

2. Сивухин В. Д. Общий курс физики. М.: Наука, 1979. Т. 2. § 86—88.

6. ЛАБОРАТОРИЯ ИЗУЧЕНИЯ ВАКУУМНЫХ ПРОЦЕССОВ

Экспериментальная методика и приборы. В вакуумной лаборатории наблюдают и изучают процессы, связанные с течением разреженных газов по трубопроводам, явления переноса в разреженных газах, ионизацию газа.

Приобретают навыки работы с вакуумными установками, в том числе с насосами (форвакуумным и диффузионным), кранами, вентилями, вакуумметром, установкой для напыления тонких пленок.

Овладевают методами получения и измерения вакуума, измерения скорости откачки насосами. Работают с современными вакуумными установками для термического напыления в вакууме тонких металлических пленок на стеклянную подложку. Осваивают методику измерения и вычисления следующих величин: давления в системе с помощью термпарного и ионизационного манометров, толщины и электрического сопротивления напыленной пленки, средние длины свободного пробега атомов металла в вакууме.

Вакуумной называется система ограниченного объема, в которой газ находится под давлением, значительно меньшем, чем атмосферное. Основными единицами для измерения давления в вакуумных системах служат следующие: Па (паскаль), Торр, или мм рт. ст., и мбар. Торр и мбар являются внесистемными единицами, но широко используются в вакуумной технике. $1 \text{ Торр} = 133 \text{ Па} = 1,33 \text{ мбар}$.

Условно делят вакуум на низкий, средний, высокий и сверхвысокий. Степень вакуума зависит от соотношения между характерным размером откачиваемого объема d и средней длиной свободного пробега молекул газа λ при данном давлении. Вакуум называется низким, если выполняется условие $\lambda \ll d$, средним, если $\lambda \approx d$, и высоким, если $\lambda \gg d$. Сверхвысоким называется вакуум при давлении в системе ниже 10^{-9} Торр.

Течение газа по трубопроводам. Все элементы вакуумной системы соединены трубопроводами. Обычно это цилиндрические трубы различной длины и диаметра. Важно установить, как влияют размеры трубопровода на поток протекающего газа.

Принято обозначать количество газа Q произведением объема V на давление p ($T = \text{const}$): $Q = pV$; $[Q] = \text{Торр} \cdot \text{л}$ или $\text{Па} \cdot \text{м}^3$.

Потоком газа I называется количество газа, протекающее через сечение трубопровода за единицу времени: $I = \Delta Q / \Delta t$. Удобно ввести величину L — проводимость трубопровода как отношение потока газа к разности давлений на его концах: $L = I / (p_1 - p_2)$, $[L] = \text{л/с}$ или $\text{м}^3/\text{с}$. В общем случае проводимость

трубопровода является функцией не только размеров d и l , но и давления газа. Наиболее просто рассчитывается величина L для цилиндрического трубопровода в двух случаях: $\lambda \gg d$ — молекулярное течение (высокий вакуум) и $\lambda \ll d$ — вязкостное течение (низкий вакуум). В первом случае по закону Кнудсена поток газа выражается соотношением

$$I_1 = \frac{1}{6} \frac{d^3}{l} \left(\frac{2\pi RT}{\mu} \right)^{1/2} (p_1 - p_2),$$

и проводимость не зависит от давления:

$$L_1 = \frac{10^{-6}}{3} \frac{d^3}{l} \left(\frac{2\pi RT}{\mu} \right)^{1/2}. \quad (6.1)$$

При низком вакууме поток газа по формуле Пуазейля равен

$$I_2 = \frac{3,28 \cdot 10^{-2}}{\eta} \langle p \rangle \frac{d^4}{l} (p_1 - p_2),$$

где η — коэффициент вязкости газа, l — длина, d — диаметр трубопровода, $\langle p \rangle = \frac{p_1 + p_2}{2}$. Проводимость трубопровода при низком вакууме

$$L_2 = \frac{3,28 \cdot 10^{-2} \langle P \rangle}{\eta} \frac{d^4}{l}. \quad (6.2)$$

Например, проводимости трубопровода для азота (воздуха) при температуре 293 К по формулам (6.1) и (6.2) равны соответственно

$$L_1 = 12,1 \cdot \frac{d^3}{l}, \quad L_2 = 182 \langle p \rangle \frac{d^4}{l}. \quad (6.3)$$

Здесь $[d, l] = \text{см}$, $[p] = \text{Торр}$, $[L] = \text{л/с}$. Для цилиндрического трубопровода $d = 0,24$ см, $l = 10$ см по формулам (6.3) определены проводимости. Результаты в виде графика представлены на рис. 6.1.

Получение вакуума. Насосы. Насосы, применяемые в современной вакуумной технике, имеют самые разнообразные конструкции и принципы действия в зависимости от требований процесса откачки. Насосы характеризуются двумя основными параметрами: скоростью откачки и предельно достижимым вакуумом.

Скоростью откачки S называется поток откачиваемого газа I , отнесенный к давлению у входа в насос — $p_{\text{вх}}$;

$$S = I/p_{\text{вх}}, \quad (6.4)$$

$[S] = \text{л/с}$ или $\text{м}^3/\text{с}$. Скорость откачки зависит от входного давления — $p_{\text{вх}}$, понижаясь с уменьшением входного давления по мере откачки. При минимальном давлении $p_{\text{вх м}}$ скорость от-

жачки обращается в нуль. Давление $p_{вх\text{м}}$ называется предельным давлением или предельным вакуумом. Это вторая характеристика насоса.

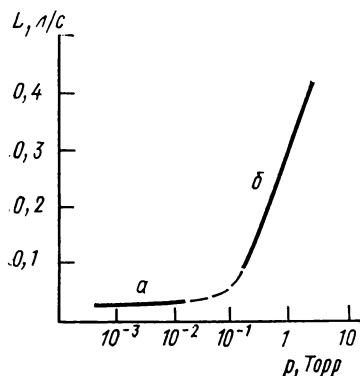


Рис. 6.11. Зависимость проводимости трубопровода от давления для двух режимов течения газа: а) молекулярное течение; б) вязкостное течение

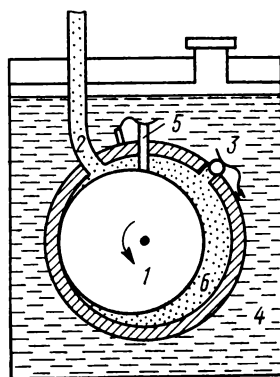


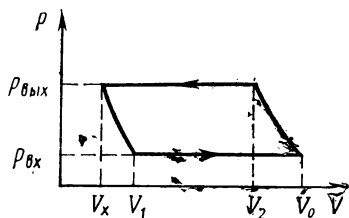
Рис. 6.2. Схема пластинчато-статорного механического насоса

Рассмотрим кратко некоторые типы насосов. Есть механические, ротационные насосы, создающие разрежение от атмосферного давления до 10^{-3} Торр. Вакуум до 10^{-6} Торр можно получить, используя диффузионный паромасляный насос, но обязательно при последовательном соединении с механическим насосом, создающим так называемый форвакуум. Давление до 10^{-8} Торр достигается этими же насосами, но при непрерывном условии тщательного обезгаживания деталей и вымораживания паров масла специальными ловушками с жидким азотом. Сверхвысокий вакуум получают, используя турбомолекулярные или ионно-сорбционные насосы, которые обладают большой скоростью откачки и не загрязняют установки парами масла.

На рис. 6.2 приведена схема механического пластинчато-статорного насоса. В цилиндрической камере вращается цилиндрический ротор 1. Газ всасывается через отверстие 2 и выталкивается через клапан 3, состоящий из шарика, прижатого пружиной, в масло 4, которым залита камера насоса. Пластина 5 прижата к ротору и не допускает обратного перетекания газа.

На рис. 6.3 представлена PV -диаграмма цикла работы механического насоса. При давлении $P_{вх}$ газ засасывается в камеру 6 (см. рис. 6.2) до объема V_0 (процесс 1—2 на рис. 6.3). Затем камера отделяется от входа 2 ротором 1, и газ адиабат-

но сжимается до давления $P_{\text{вых}}$ (процесс 2—3) и при постоянном давлении (изобарически) проталкивается через клапан 3 (процесс 3—4), но некоторое количество газа всегда остается



под клапаном, объем его при давлении $P_{\text{вых}}-V_x$, это остаточный, или вредный, объем. При дальнейшем движении ротора 1 происходит засасывание новой порции газа через патрубок 2, но в камере 6 ока-

Рис. 6.3. pV -Диаграмма работы механического насоса

зывается и газ остаточного объема V_x , который при давлении $P_{\text{вх}}$ занимает объем V_1 , расширившись адиабатно (процесс 4—1 на рис. 6.3).

В результате за каждый цикл работы насоса откачивается количество газа, равное $Q = P_{\text{вх}}(V_0 - V_1)$. Если за 1 с насос совершает n циклов, то поток откачиваемого газа равен $I = nP_{\text{вх}}(V_0 - V_1)$ и скорость откачки $S = n(V_0 - V_1)$. Выразая V_1 из уравнения адиабаты, получим для скорости откачки

$$S = nV_0[1 - (V_x/V_0)(P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}})^{1/\gamma}]$$

и предельное давление

$$P_{\text{вх м}} = (V_x/V_0)^\gamma P_{\text{вых}}.$$

Механические насосы имеют обычно две ступени откачки, выход первой ступени соединен со входом второй. Для такого насоса скорость откачки и предельное давление определяются по формулам

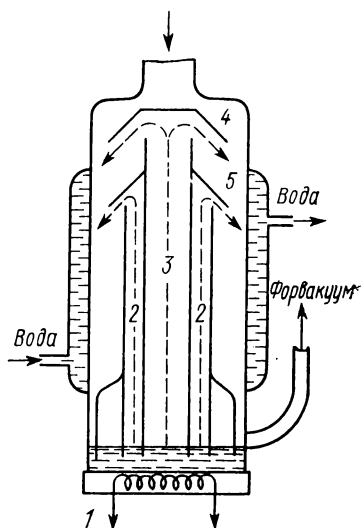
$$S = nV_0[1 - (V_x/V_0)(P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}})^{1/2\gamma}] \quad (6.5)$$

$$P_{\text{вх м}} = (V_x/V_0)^{2\gamma} P_{\text{вых}}. \quad (6.6)$$

На рис. 6.4 дана в разрезе схема двухступенчатого диффузионного насоса. При работе нагревателя 1 пары кипящего масла поднимаются по коаксиальным трубопроводам 2 и 3, создавая в соплах 4 и 5 струи, направленные вниз. Затем пары масла конденсируются и стекают по стенкам. Охлаждение стенок производится проточной водой. Молекулы газа диффундируют в струю паров масла. Для нормальной работы диффузионного насоса необходимо предварительное разрежение, или форвакуум, порядка 10^{-1} Торр, т. е. такой, при котором средняя длина свободного пробега молекул откачиваемого газа была бы велика по сравнению с шириной зазора на уровне верхнего сопла и было условие для интенсивной диффузии в струю масла у сопла 4, а затем и 5. Дальше газ откачивается механическим насосом.

В диффузионном насосе должно применяться масло достаточно термостойкое и обладающее низким давлением насыщающих паров при комнатной температуре. При работе насоса происходит разгонка масла на фракции. Наиболее тяжелые фракции с наименьшим давлением насыщающих паров попадают в верхнее сопло 4, так как обладают наибольшей температурой кипения и испаряются из центральной части испарителя. Более легкие фракции испаряются в трубопровод 2 и попадают в сопло 5. Контакт с откачиваемым объемом легкие фракции не имеют, и, если нет ловушек, в системе устанавливается давление насыщающих паров тяжелой фракции масла ($\sim 10^{-6}$ Торр).

Рис. 6.4. Схема диффузионного паромасляного насоса



Другим видом высоковакуумного насоса является турбомолекулярный насос. Его схема приведена на рис. 6.5. На оси насоса расположен вал 1. На валу находятся роторные диски

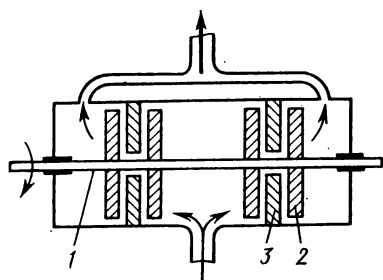


Рис. 6.5. Схема турбомолекулярного насоса

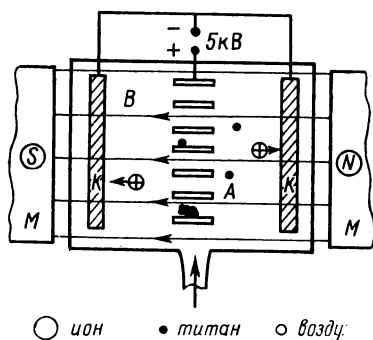


Рис. 6.6. Схема ионно-сорбционного насоса

(десятки) 2. По периметру каждого диска расположены косо поставленные отражательные лопасти, напоминающие лопасти ротора турбины или вентилятора. С роторными дисками чере-

дуются статорные диски 3, аналогичные роторным, но неподвижно укрепленные на корпусе камеры насоса. Ротор вращается со скоростью 6000—12 000 об/мин.

Насос начинает работать при достаточно низком давлении, когда длина свободного пробега молекул больше зазора между дисками. Молекулы при ударах об отражательные лопасти получают компоненты скорости, направленные вдоль оси камеры. После каждого удара молекулы отскакивают от диска к диску, перемещаясь вдоль оси насоса от центра к краю. Предельное давление насоса 10^{-10} Торр.

Турбомолекулярный насос обладает высокой скоростью откачки и для воздуха и для инертных газов.

В настоящее время широкое распространение получили ионно-сорбционные насосы. Их действие основано на сорбции газа на поверхности свеженапыленного металла, например титана. Схема такого насоса представлена на рис. 6.6. В насосе имеются ячеистый анод *A* и два боковых катода *K* из титана. На катоды подается высокое напряжение $U = -5$ кВ. В межэлектродном пространстве возникает газовый разряд. Для облегчения возникновения разряда вдоль оси системы накладывается магнитное поле *B*, создаваемое постоянным магнитом *M*. Это поле удерживает электроны в разрядной области и увеличивает вероятность ионизации молекул электронами. Электроны колеблются между катодами, проскакивая сквозь ячейки анода. Образующиеся при ионизации газовых молекул положительные ионы ускоряются в электрическом поле и бомбардируют катоды. Материал катодов распыляется, в результате чего на поверхности ячеек анода образуется пленка напыленного титана. На этой пленке идет адсорбция молекул газа. Адсорбированные молекулы покрываются сверху новыми слоями распыленного титана. Чем больше поверхность ячеек анода, тем больше скорость откачки насоса. Откачка газа идет также за счет внедрения быстрых ионов газа в материал катода.

Ионно-сорбционные насосы имеют ряд преимуществ. В них нет движущихся деталей, они не выделяют каких-либо паров и могут работать в изолированных системах. Предельный вакуум 10^{-12} Торр. Наибольшая скорость откачки имеет место при давлении 10^{-5} — 10^{-7} Торр. Недостатком насоса является малая скорость откачки благородных газов He, Ne, Ar и др., адсорбционная способность которых мала.

Измерение давления. Манометры. Простейшим манометром является *U*-образный манометр, давление измеряется по разности уровней жидкости в коленях. Пределы измерения таким манометром до 0,1—0,5 Торр. *U*-образный манометр, так же как манометр Мак-Леода, является абсолютным прибором. Действие компрессионного манометра Мак-Леода основано на измерении давления *U*-образным манометром газа, предварительно сжатого в определенное число раз. Это позволяет измерять давление до 10^{-4} — 10^{-5} Торр. В настоящее время этот ма-

нометр служит в основном для градуировки манометров других систем.

На рис. 6.7 показан манометр Мак-Леода. Когда объем V_0 соединен с откачиваемой системой, газ в нем находится при давлении p_x . Подвижный резервуар R позволяет заполнить объем жидкостью, обычно ртутью, отсоединив его от откачиваемой системы. Газ сжимается в капилляр K_1 . Разность уровней жидкости в капиллярах K_2 и K_1 служит мерой давления газа p_x . Если, например, довести уровень ртути в капилляре K_2 до вершины капилляра K_1 , то по закону Бойля — Мариотта следует: $p_x V_0 = h^2 \sigma$, где σ — сечение капилляра (одинаковое для K_1 и K_2 во избежание капиллярных явлений), h — высота столбика газа в капилляре K_1 . Тогда $p_x = (\sigma/V_0) h^2 = \alpha h^2$, где α — постоянная манометра Мак-Леода. К недостаткам манометра следует отнести наличие ртути, соответственно загрязненность установки парами ртути, трудности в измерении давления паров конденсирующихся жидкостей, отсутствие непрерывности показаний давления в установке.

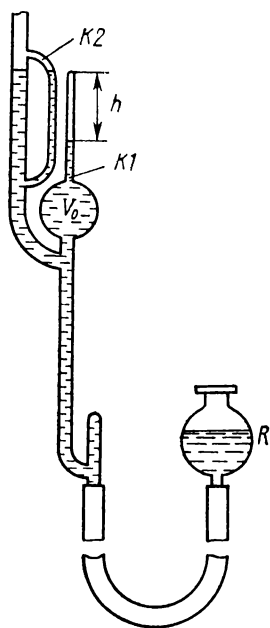


Рис. 6.7. Схема компрессионного манометра Мак-Леода

Существует еще один тип абсолютных манометров, основанный на измерении затухания колеблющихся тел в вязкой среде. Используется зависимость вязкости газа от давления в интервале давлений от 10^{-7} до 10^{-1} Торр. В разных конструкциях манометров наблюдаются затухающие колебания кварцевой нити или кварцевой мембраны или крутильные колебания диска. В одной из последних моделей наблюдается изменение частоты вращения шарика, помещенного в магнитное поле и приведенного во вращение с частотой около 400 Гц. Давление газа измеряется по формуле $-(\dot{\omega}/\omega) = 10 p / (\pi <v> r \rho)$, где $\dot{\omega}/\omega$ — относительное изменение частоты, $<v>$ — средняя скорость газовых молекул, r — радиус шарика, ρ — плотность его материала, p — искомое давление.

В вакуумной технике широко распространены различные электрические манометры. Одним из них является термоэлектрический манометр, действие которого основано на зависимости теплопроводности газа от давления в некотором интервале давлений. Рассмотрим манометрическую лампу ЛТ-2

(рис. 6.8), подсоединенную к вакуумной системе. В лампе есть нить накала, нагреваемая электрическим током постоянной мощности. При изменении давления изменяется теплопроводность газа, и термопара фиксирует изменение температуры нити. После градуировки показания термопары служат мерой давления газа.

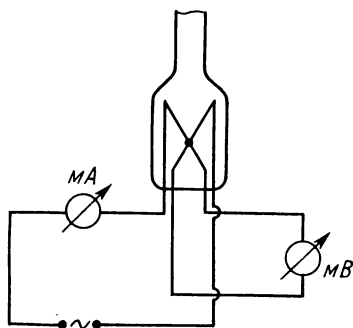


Рис. 6.8. Электрическая схема термопарного манометра

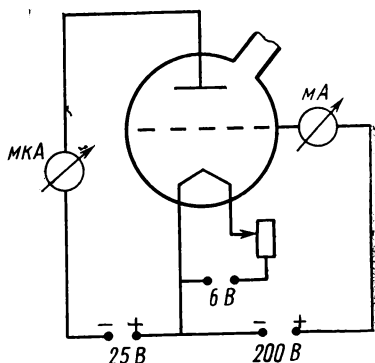


Рис. 6.9. Электрическая схема ионизационного манометра

Оценим пределы рабочей области такого манометра. Нить накала лампы ЛТ-2 имеет радиус $r=10^{-4}$ м. Теплопроводность газа зависит от давления при условии, что средняя длина свободного пробега молекул $\lambda \geq r$. При условии $\lambda \ll r$ зависимости от давления нет, и манометр не работает. Границей рабочей области со стороны высокого давления можно считать условие $\lambda_{\min}=r$, что соответствует давлению

$$P_{\max} = \frac{kT}{\sqrt{2} \pi D^2 r} = 0,5 \text{ Торр},$$

где $D=3,74 \cdot 10^{-10}$ м — газокинетический диаметр молекул азота, $T=293$ К, k — постоянная Больцмана.

Оценить границу применимости термопарного манометра со стороны низких давлений можно из следующих соображений. Мощность, выделяемая на нити при прохождении тока, рассеивается не только за счет теплопроводности газа, но и за счет утечки по металлическим держателям нити, и за счет излучения. С уменьшением давления теплопроводность газа уменьшается, температура нити растет, поэтому утечка и излучение также растут и становятся в сумме больше, чем потери на теплопроводность. В итоге температура нити достигает максимального значения и перестает зависеть от давления. Для лампы ЛТ-2 это соответствует давлению 10^{-3} Торр.

Термопарные манометры измеряют давление не только воздуха, однако для каждого газа требуется своя градуировка.

Для измерения давления ниже 10^{-3} Торр используются манометры, действие которых основано на ионизации газа и зависимости ионного тока от давления газа. Это ионизационный манометр с накаливаемым катодом и манометр Пеннинга, в котором происходит газовый разряд в скрещенных электрическом и магнитном полях. Манометр Пеннинга измеряет давление до 10^{-9} Торр.

Электрическая схема ионизационного манометра с горячим катодом на лампе ЛМ-2 представлена на рис. 6.9. Лампа имеет катод, расположенный на оси цилиндрического корпуса, вокруг катода — цилиндрическую сетку и далее сплошной цилиндрический коллектор. На сетку относительно катода подается +200 В, а на коллектор — 26 В. Изменяя накал катода, устанавливают ток эмиссии электронов определенной величины, для лампы ЛМ-2 — 0,5 мА. Электроны ускоряются полем сетки, проскакивают ее, отталкиваются от коллектора, снова проскакивают сетку и т. д. За счет колебаний между катодом и коллектором длина пути электронов увеличивается, и растут вероятность столкновения электронов с атомами и молекулами газа и их ионизация. Образующиеся положительные ионы отбираются коллектором и создают ток, который однозначно характеризует давление газа.

Ионизационный манометр измеряет давление до 10^{-10} Торр. Ограничение связано с трудностью измерения малых ионных токов, особенно на фоне тока фотоэмиссии с коллектора. Фотоэмиссия возникает под действием мягкого рентгеновского излучения, возбужденного при торможении электронов при попадании на сетку.

Вакуумные установки. Современные вакуумные установки (вакуум до 10^{-13} Торр) — это сложные агрегаты научного или производственного назначения для решения множества задач. Это установки для осуществления операций электронно-микроскопического препарирования, связанные с термическим распылением металлов и некоторых других материалов в вакууме и распылением материалов с помощью ионной бомбардировки. Установки для получения тонких пленок для оптики и электроники чаще всего требуют вакуумирования. Тонкие пленки получают термическим или катодным распылением материала одного или нескольких сортов, испарением составляющих элементов плазменным или ионно-плазменным распылителем, химическим или термическим разложением паров с выделением материала пленки. Установки для вакуумной металлургии и производства вакуумных приборов, электронные микроскопы, масс-спектрометры, ускорители и многие другие устройства снабжены вакуумными системами.

Вакуумные системы могут быть оборудованы автоматическими электромагнитными или электропневматическими вентил-

лями, что позволяет полностью автоматизировать процесс откачки, контроль давления и выполнение заданных операций.

На рис. 6.10 приведена схема простейшей вакуумной установки. K — откачиваемый объем, $B1-B4$ — вентили, $M1$, $M2$ — манометры, ΦH , $ДН$ — форвакуумный и диффузионный насосы. Приведенная схема позволяет автоматически выбирать одну из четырех программ: откачка форвакуумным насосом ра-

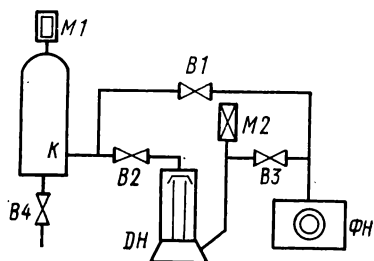


Рис. 6.10. Схема вакуумной установки: K — откачиваемый объем; $B1-B4$ — вентили; $M1$ — ионизационный манометр; $M2$ — термолпарный манометр; ΦH — форвакуумный насос; $ДН$ — диффузионный насос

бочего объема K , откачка объема диффузионным насосом, отсоединение насосов от рабочего объема и соединение объема с атмосферой. Каждая программа выполняется без выключения насосов, что позволяет быстро переходить от одной программы к другой.

Лабораторная работа 6.1 ПОЛУЧЕНИЕ И ИЗМЕРЕНИЕ ВАКУУМА

Введение. Целью работы является приобретение навыков обращения с вакуумной системой, с насосами и вакуумметрами. Измеряются предельный вакуум, зависимость скорости откачки форвакуумным насосом от давления и скорость откачки диффузионным насосом.

Оборудование лабораторной работы состоит из вакуумной установки с форвакуумным насосом, системы стеклянных трубопроводов с кранами и манометром ЛТ-2; высоковакуумного агрегата с диффузионным насосом и ионизационным манометром; вакуумметра ВИТ-3; разборного макета форвакуумного насоса.

Схема лабораторной вакуумной установки приведена на рис. 6.11. Трехходовой кран $K1$ соединяет форвакуумный насос ΦH либо с установкой, либо с атмосферой. Двухходовой кран $K2$ дает возможность соединить объем $B1$ с насосом ΦH и производить откачку по направлению пунктирных стрелок (см. рис. 6.11). Краном $K3$ подсоединяют манометр $TM1$ либо к объему $B1$, либо к входу насоса ΦH .

Откачка объема $B1$ с измерением давления производится для определения скорости откачки, измерения предельного вакуума и скорости натекания воздуха в установку при перекрытом кране $K2$.

Другая часть установки представляет собой заводской агрегат для получения высокого вакуума в объеме *Б2* и измерения скорости откачки диффузионным насосом. Агрегат состоит из камеры *Б2*, диффузионного трехступенчатого насоса *ДН* и манометров *ТМ2* и *ИМ1*. Все детали агрегата выполнены из стали, вакуумные прокладки — из резины. Между камерой *Б2* и насосом *ДН* находится затвор *К5*. Затвор управляется штурвалом *Ш*. На штурвале имеются шкала и указатель поворота.

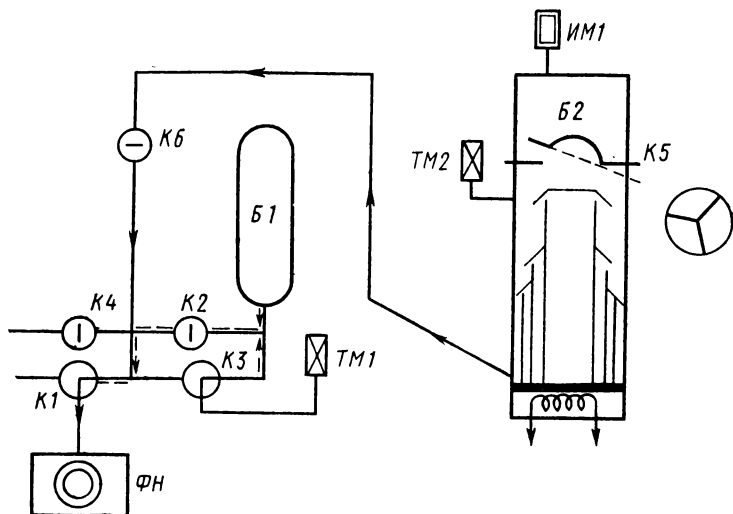


Рис. 6.11. Лабораторная вакуумная установка: *ФН*, *ДН* — насосы, *К1—К6* — вакуумные краны; *Б1* — откачиваемый объем; *Б2* — объем, откачиваемый до высокого вакуума; *ТМ1*, *ТМ2* — термопарные манометры; *ИМ1* — ионизационный манометр

Предварительное разрежение для диффузионного насоса создает форвакуумный насос *ФН*. Откачка идет через краны *К6* и *К1* (сплошные стрелки на рис. 6.11). Вакуумный агрегат всегда должен находиться «под вакуумом», чтобы избежать поглощения воздуха маслом диффузионного насоса. Поэтому кран *К6* следует открывать только тогда, когда во всей системе от крана *К6* до насоса *ФН* давление соответствует форвакууму. Надо тщательно оберегать диффузионный насос в разогретом состоянии от попадания воздуха, так как масло на воздухе окисляется и насос выходит из строя.

Электрическая схема термопарного манометра *ТМ1* собрана на лабораторном столе. Ток накала указан на лампе. ЭДС термопары в милливольтках позволяет находить давление по градуировочному графику.

Манометрические лампы *ТМ2* и *ИМ1* подключены к вакуумметру ВИТ-3 (вакуумметр ионизационно-термопарный). Слева

на панели прибора расположено управление термодарным манометром. Справа — ионизационным. Следует помнить, что ионизационный манометр можно включать только тогда, когда давление в системе не выше 10^{-3} Торр, термодарный манометр при этом показывает 10 мВ.

Вакуумметр ВИТ-3 включается переключателем «род работы» в положение «вкл.». Переключатель «ток нагрев.» — «измер.» ставим в положение «ток нагрев.» и устанавливаем ток, указанный на установке. Переводим переключатель в положение «измерение». С помощью графика по измеренным значениям ЭДС термодары определяем давление.

Для включения ионизационного манометра переводят переключатель «род работы» в положение «ток эмиссии». Загорается сигнальная лампочка с указанием вида манометрической лампы. Стрелка прибора устанавливается на середине шкалы и показывает ток эмиссии 0,5 мА.

Переключатель «род работы» переводится в положение «измерение», и переключателем «шкала прибора» добиваются того, чтобы стрелка прибора находилась между делениями 1 и 10. В этом положении прибор измеряет ионный ток I . Ионный ток равен произведению показания прибора на множитель, установленный переключателем «шкала прибора». Давление определяется по формуле

$$p = CI, \quad (6.7)$$

где p — давление в Торр, C — постоянная величина, указанная для каждого типа манометрических ламп на установке.

В ходе выполнения работы определяется скорость откачки форвакуумным насосом. Скорость откачки можно рассматривать как объем газа при данном давлении, удаляемый в единицу времени:

$$S = \frac{dV}{dt}$$

или, используя закон Бойля—Мариотта и учитывая, что откачка производится до предельного давления $p_{\text{вх м}}$, $\frac{dp}{p - p_{\text{вх м}}} = -\frac{S}{V} dt$, и после интегрирования получим скорость откачки S_i как функцию давления в системе в момент времени t_i :

$$S_i = \frac{V}{t_{i+1} - t_i} \ln \frac{p_i - p_{\text{вх м}}}{p_{i+1} - p_{\text{вх м}}}. \quad (6.8)$$

В отключенной от насосов установке происходит постепенное повышение давления за счет натекания воздуха. Скорость натекания определяется по формуле.

$$S_{\text{н}} = \frac{V}{p} \frac{dp}{dt}. \quad (6.9)$$

Скорость откачки диффузионным насосом можно определить, измерив давление на входе диффузионного насоса манометром *ИМ1* p_1 и давление на входе форвакуумного насоса манометром *ТМ1* p_2 . Из условия постоянства потока газа

$$S_1 p_1 = S_2 p_2, \quad (6.10)$$

где S_2 — скорость откачки форвакуумным насосом при давлении p_2 , S_1 — искомая скорость откачки диффузионным насосом.

Упражнение 1. Откачка системы форвакуумным насосом

В исходном положении все стеклянные краны должны быть закрыты. Краны следует поворачивать осторожно, придерживая их основания. До начала откачки следует измерить давление в объеме *Б1*, присоединив к нему манометр *ТМ1* краном *К3*. Давление определяется по графику.

Включают форвакуумный насос, через 2—3 мин поворачивают последовательно краны *К1* и *К2* и производят откачку из объема *Б1* до установления постоянного давления (5—10 мин). Установившееся давление принимается за предельное давление форвакуумного насоса $p_{\text{вх м}}$.

Для определения натекания закрываем кран *К2* и включаем секундомер на 5—10 мин. Находим натекание по формуле (6.9).

Для определения зависимости скорости откачки от давления надо получить кривую зависимости давления от времени. Закрываем кран *К1* и открываем кран *К4*, чтобы давление в объеме *Б1* стало равным атмосферному. Далее закрывают кран *К4*, поворачивают кран *К1* на откачку из объема *Б1* и с секундомером внимательно следят за показаниями милливольтметра. Как только стрелка подойдет к делениям 0,8—1 мВ, включают секундомер и записывают показание прибора. Далее ведут запись показаний прибора через каждые 5 с. Надо получить 10—12 точек.

После этого закрывают кран *К2*, а кран *К3* поворачивают так, чтобы манометр *ТМ1* измерял давление на входе форвакуумного насоса. Установка подготовлена для выполнения следующего упражнения.

В отчете следует привести схему установки с обозначением деталей, измеренное предельное давление $P_{\text{вх м}}$ и скорость натекания S_n , определенную по формуле (6.9).

Надо построить графики зависимости давления в установке от времени и зависимости скорости откачки от давления. Скорость откачки вычисляется по формуле (6.8).

Упражнение 2. Получение и измерение высокого вакуума

Высокий вакуум создается в камере *Б2* последовательной откачкой диффузионным и форвакуумным насосами. Открываем кран *К6*, соединяя агрегат с форвакуумным насосом. Включаем термopapную часть вакуумметра ВИТ-3. Откачиваем диффузионный насос до давления 10^{-1} Торр. Открываем затвор *К5*, вращая штурвал против часовой стрелки, и откачиваем камеру *Б2* до давления 10^{-1} Торр по манометру *ТМ2*.

Подготавливаем диффузионный насос к включению. Для этого надо подать воду в систему охлаждения и соединить нагреватель с корпусом насоса. Включение насоса производится тумблером, расположенном на распределительной коробке корпуса насоса. Разогревается насос 40—50 мин. В начале разогрева давление может немного возрасти за счет выделяющихся из масла газов.

После того как давление в камере *Б2* станет менее 10^{-3} Торр, следует включить ионизационную часть вакуумметра и измерить давление манометром *ИМ1* в камере *Б2*. Давление надо измерить два раза с интервалом в 10 мин, повторно включая манометр. Одновременно измеряется давление манометром *ТМ1* на входе форвакуумного насоса.

После измерений надо выключить вакуумметр и манометр *ТМ1*, закрыть затвор *К5* агрегата и выключить нагреватель насоса. Для скорейшего охлаждения насоса можно отделить нагреватель от корпуса насоса. Воду не выключают до полного остывания насоса. Через 30—40 мин после выключения диффузионного насоса закрывают краны *К6* и *К1*, выключают форвакуумный насос и соединяют его с атмосферой краном *К1*.

В отчете надо привести схему диффузионного насоса и электрические схемы термopapного и ионизационного манометров. А также измеренные значения давления в камере *Б2* и на входе форвакуумного насоса. Скорость откачки диффузионным насосом определяется по формуле (6.10), причем S_2 — скорость откачки форвакуумным насосом при входном давлении p_2 — находится по кривой, полученной экспериментально в упражнении 1.

Упражнение 3. Расчет параметров форвакуумного насоса

Для расчета скорости откачки по формуле (6.5) и предельного давления по формуле (6.6) ротационного насоса предлагается его разборный макет. На макете следует измерить полезный и вредный объемы, определить число ступеней откачки, зарисовать сечение камеры.

Максимальная скорость откачки одной ступени насоса $S_0 = nV_0$, где $n=3$ об/с — число оборотов насоса. Вычисленное предельное давление сравнивают с измеренным в упражне-

нии 1. Для двух-трех значений входного давления по формуле (6.5) вычисляют скорости откачки и наносят расчетные значения на график экспериментальной зависимости скорости откачки от давления.

Контрольные вопросы

1. Из каких основных частей состоит вакуумная установка?
2. Как зависит скорость откачки форвакуумным насосом от давления?
3. Как экспериментально определяется скорость откачки?
4. Чем определяется степень предельного вакуума?
5. Как зависит теплопроводность газа от давления?
6. Чем ограничена область измерений термопарным манометром?
7. Как оценить верхний и нижний пределы рабочей области манометра Мак-Леода, зная постоянную манометра?
8. На чем основан принцип действия ионизационного манометра?
9. Чем ограничена область измерений ионизационного манометра?
10. Какими свойствами определяется пригодность жидкости для использования в диффузионном насосе?
11. Как экспериментально определяется скорость откачки диффузионным насосом?
12. Почему диффузионный насос не может работать при больших входных и выходных давлениях?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 54.
2. Грошковский Я. Техника высокого вакуума. М.: Мир, 1975.
3. Королев Б. И. Основы вакуумной техники. М.: Энергия, 1964.

Лабораторная работа 6.2

ПОЛУЧЕНИЕ И ИЗМЕРЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Введение. Целью настоящей работы являются приобретение опыта использования современной вакуумной установки, напыление тонких металлических пленок, измерение их толщины и электрического сопротивления, расчет средней длины свободного пробега и электропроводности пленок в зависимости от толщины.

Оборудование лабораторной работы состоит из вакуумной установки с приспособлением для термического распыления металлов, микрофотометра МФ-2, устройства с цифровым омметром для измерения электрического сопротивления, набора стеклянных пластинок с закрепленными на них электродами в качестве подложек.

Напыление пленок металла на стеклянные подложки производится методом термического распыления в вакууме. Поток распыляемого металла от точечного источника вырезается диафрагмой и направляется на поверхность стеклянной пластинки, где осаждается. Толщина напыленной пленки зависит от температуры и времени напыления и от расстояния от испарителя до подложки. Оптические и электрические свойства тонких пленок в значительной степени зависят от их толщины.

Толщина пленок в настоящей работе определяется по поглощению проходящего света. С помощью микрофотометра в нескольких точках пленки измеряется интенсивность прошедшего света. Пусть плоская световая волна падает на границу раздела со средой с показателем преломления n . Уравнение волны в среде на глубине z от границы раздела можно записать в виде

$$y = y_0 \exp i \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} z \right) = y_0 \exp i \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n z \right),$$

где λ — длина волны в среде, λ_0 — длина волны в вакууме.

Если в среде существует поглощение, а в металлах оно велико, то показатель преломления надо представить в комплексной форме $n = n' - i\kappa$, где n' — показатель преломления, κ — показатель затухания среды. Тогда запишем

$$y = y_0 \exp \left(-\frac{2\pi}{\lambda_0} \kappa z \right) \exp i \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n' z \right).$$

Интенсивность света, прошедшего через пленку толщины z , равна

$$I = I_0 \exp \left(-\frac{4\pi}{\lambda_0} \kappa z \right),$$

где I_0 — интенсивность света, прошедшего через чистую стеклянную пластинку. Измерив на микрофотометре значения I_0 и I в некоторой точке пленки, можно найти толщину пленки в этой точке:

$$z = \frac{\lambda_0}{4\pi\kappa} \ln (I_0/I). \quad (6.11)$$

Толщина напыленной пленки определяется числом атомов металла, осевших на данном участке, а это число при равных условиях температуры, времени напыления и расстояния до источника зависит от средней длины свободного пробега атомов металла в вакууме. Средняя длина свободного пробега $\langle l \rangle$ молекул газа равна

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi D^2 N}, \quad (6.12)$$

где N — число молекул в единице объема, D — диаметр эффективного поперечного сечения — статистическая величина, характеризующая вероятность процесса соударения молекул. В отличие от истинного диаметра молекул диаметр эффективного поперечного сечения зависит от температуры и от относительной скорости молекул. В нашем случае молекулы воздуха и атомы металла находятся при разных температурах, поэтому, если плотность паров металла меньше плотности воздуха, в формулу (6.12) вводится поправка Максвелла:

$$\langle l \rangle = 1 / \left[\pi D^2 N \sqrt{1 + \frac{mT'}{m'T}} \right], \quad (6.13)$$

где N — число молекул воздуха в единице объема, D — диаметр эффективного поперечного сечения соударения молекул воздуха с атомами металла, m' , T' — молекулярная масса и температура воздуха, m , T — то же для металла.

Рассмотрим точечный источник, испускающий N_0 молекул в единицу времени. Пусть N_x — число молекул, прошедших расстояние x без столкновений. Тогда изменение числа молекул за счет столкновения на пути от x до $x+dx$, очевидно, равно $-dN_x$ и пропорционально N_x и dx , т. е. $-dN_x = bN_x dx$, откуда, интегрируя, получаем

$$N_x = N_0 \exp(-bx),$$

и так как средняя длина свободного пробега равна $\langle l \rangle$, то

$$\langle l \rangle = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} x (-dN_x) = \frac{1}{b},$$

$$N_x = N_0 \exp(-x/\langle l \rangle).$$

Подсчитаем число молекул, которые пересекут малую поверхность S , находящуюся на расстоянии x от источника, под углом α к направлению пучка (рис. 6.12). Если предположить, что на пути x не происходит соударений молекул пучка с молекулами воздуха, то на площадку S попадет $\frac{N_0 S \sin \alpha}{4\pi x^2}$ молекул. Учитывая столкновения, надо записать

$$N_x = \frac{N_0 S}{4\pi x^2} \sin \alpha \exp(-x/\langle l \rangle)$$

или, введя постоянную для данных условий эксперимента:

$$N_x = \frac{C}{x^3} \exp(-x/\langle l \rangle).$$

Так как число осевших на пленке молекул определяет толщину пленки $N_x \sim z$, то для двух участков одной пленки можно записать

$$z_m = \frac{C'}{x_m^3} \exp(-x_m/\langle l \rangle),$$

$$z_n = \frac{C'}{x_n^3} \exp(-x_n/\langle l \rangle),$$

откуда получаем выражение для определения средней длины свободного пробега атомов металла в вакууме:

$$\langle l \rangle = \frac{x_m - x_n}{\ln(z_n x_n^3) - \ln(z_m x_m^3)}. \quad (6.14)$$

Зависимость удельного сопротивления материала пленки от ее толщины определяется из измерений электрического сопротивления последовательных участков пленки, все более удаленных от источника. Такая зависимость существует, и некоторые физические свойства пленок толщиной менее 100 мкм заметно отличаются от физических свойств массивного материала.

Электропроводность металлов обусловлена дрейфом электронов проводимости под действием поля. В идеальной решетке при достаточно низ-

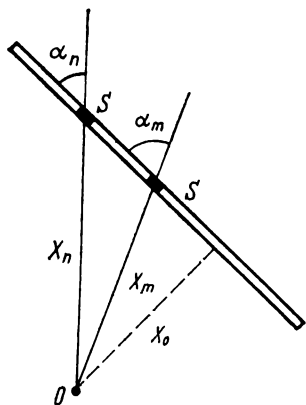


Рис. 6.12. Схема напыления на разные участки подложки

кой температуре электроны перемещаются, не испытывая сопротивления. При не очень низких температурах основным процессом, определяющим сопротивление, является рассеяние электронов тепловым движением атомов или рассеянием на фононах. Кроме того, причиной сопротивления является рассеяние на дефектах решетки — вакансиях, атомах другого сорта, некоторых других дефектах, а также на ограничивающих поверхностях.

Первая попытка объяснить зависимость удельного сопротивления от толщины пленки была сделана Томсоном (1901). Он сравнивал среднюю длину пробега электронов проводимости с толщиной пленки. Если есть электрическое поле напряженности E , то N электронов, содержащихся в единице объема, обладая средней скоростью теплового движения $\langle v \rangle$, создают ток плотности j . Действительно, за время свободного

пробега t электрон пролетает путь L и приобретает дополнительную скорость $v' = at = \frac{eE}{m} t$. При каждом соударении электроны теряют скорость, поэтому перемещение под действием поля происходит со средней скоростью дрейфа $\langle u \rangle \ll \langle v \rangle$, $\langle u \rangle = \frac{1}{2} v' = \frac{eE}{2m} \langle t \rangle$ (среднее время свободного пробега электронов $\langle t \rangle = \langle L \rangle / \langle v \rangle$). Тогда

$$\langle u \rangle = \frac{eE}{2m} \frac{\langle L \rangle}{\langle v \rangle}; \quad j = \frac{e^2 N \langle L \rangle E}{2m \langle v \rangle}; \quad \rho = \frac{2m \langle v \rangle}{e^2 N \langle L \rangle}. \quad (6.15)$$

Отсюда следует, что в массивном образце, когда $\langle L \rangle$ — величина постоянная, удельное сопротивление ρ также постоянно. Однако при уменьшении толщины пленки электроны чаще испытывают соударения с граничными поверхностями, длина свободного пробега уменьшается, увеличивается ρ , обращаясь в бесконечность при некоторой толщине пленки, не равной нулю. Это можно объяснить тем, что достаточно тонкие пленки состоят из отдельных островков материала, разделенных промежутками. Толщину пленки, при которой резко возрастает удельное сопротивление, называют критической толщиной.

Существуют дополнительные причины, приводящие к росту удельного сопротивления по сравнению с расчетом по формуле (6.15). При значительной толщине пленки, напыленной, например, на холодную подложку, удельное сопротивление оказывается на несколько порядков выше, чем у массивного образца. Это связано с наличием большого числа дефектов в кристаллической структуре пленки.

Установка для напыления металлических пленок состоит из вакуумной системы и двух пультов: правого и левого. Правый пульт служит для управления вакуумной системой и процессом напыления. Левый пульт в работе не используется.

Блок-схема вакуумной части установки приведена на рис. 6.13. Рабочий объем P расположен внутри колпака K . Колпак имеет резиновое уплотнение $У$ и может соединяться или с атмосферой (вентиль $B1$), или с насосами — форвакуумным (вентили $B4$, $B3$) или диффузионным (вентиль $B2$). Вентиль $B1$ расположен слева у основания колпака, под ним находится ручка вентиля $B2$. Вентили $B1$ и $B2$ управляются вручную. Вентиль $B1$ можно открывать только тогда, когда вентиль $B2$ закрыт, иначе атмосферный воздух попадет в диффузионный насос.

Вакуумная система имеет два канала откачки рабочего объема. Первый, обозначенный на рис. 6.13 пунктирными стрелками, ведет через вентили $B4$ и $B3$ к форвакуумному насосу, минуя диффузионный. Второй, обозначенный сплошными стрелками, — через вентиль $B2$, диффузионный насос и вентили $B5$ и $B3$ к форвакуумному насосу. Вентили $B3$, $B4$ и $B5$ имеют электрические приводы.

На панели правого пульта слева расположена кнопка «сеть», включающая установку. Насосы включаются соответствующими кнопками ФН и ДН. Управление вентилями ВЗ, В4 и В5 осуществляется с помощью кнопок по схеме, приведенной в табл. 6.1.

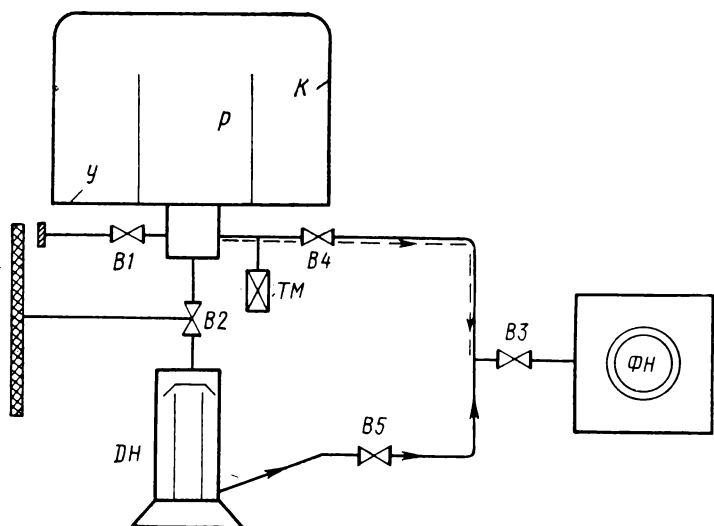


Рис. 6.13. Схема вакуумной установки для напыления пленок

В табл. 6.1 «о» — вентиль открыт, «з» — закрыт. В случае разгерметизации колпака необходимо нажать кнопку О.

Таблица 6.1

Кнопка	Вентиль			Режим работы
	ВЗ	В4	В5	
О	з	з	з	все насосы отключены от установки
ПВ	о	о	з	предварительная откачка, минуя диффузионный насос
ВВ	о	з	о	откачка через диффузионный насос

Вакуумметр включается кнопкой «индик. вак.» (на пульте справа вверх). Кнопка ФВ включает термopарный манометр. Кнопка «испаритель» в центре пульта включает напряжение в первичной цепи понижающего трансформатора, создающего

ток в цепи термического испарителя. Регулировка тока испарителя производится ручкой «регул. напр.» на горизонтальной панели пульта.

На рис. 6.14 приведена схема устройства для напыления, расположенная в рабочем объеме установки. Подложка 1 (стеклянная пластинка 60×30 мм²) укладывается на наклонный держатель 2. Держатель укреплен на вертикальной стойке 3, которая может поворачиваться вокруг вертикальной оси. Высота и угол наклона держателя фиксированы. Держатель представляет собой металлическую пластинку с бортиками, между которыми укладывается подложка и прижимается винтом 4 (рис. 6.14). Вдоль оси держателя вырезана щель, через которую пары металла попадают

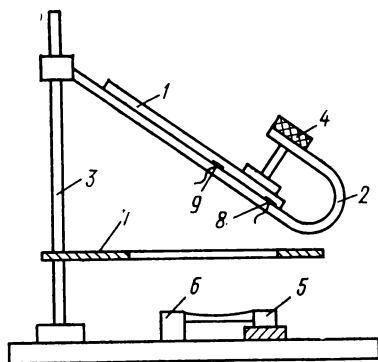


Рис. 6.14. Устройство для напыления пленок

на подложку. В центре щели держателя сделан фигурный вырез, который при напылении отпечатывается на подложке, что позволяет однозначно фиксировать положение подложки относительно испарителя. Расстояния от испарителя до точек *B*, *C* и *D* щели приведены на установке.

Под держателем расположены электроды 5 и 6. Между ними зажата лодочка из танталовой фольги, по которой пропускается ток. Электрод 5 изолирован, и на него подается напряжение со вторичной обмотки трансформатора испарителя. Вторым электрод 6 соединен с корпусом установки. В центре лодочки помещают крупинку распыляемого вещества — меди в настоящей работе. Между лодочкой и подложкой находится экран 7 с щелью, параллельной лодочке. Экран защищает стекло колпака от напыления. Экран и держатель могут вращаться вместе со стойкой 3. Винт поворота расположен снаружи, на передней части основания колпака.

На подложку наклеены электроды 8 и 9 с припаянными к ним проводниками. Концы проводников перед напылением присоединяются к вакуумным вводам, в цепь которых включен индикатор напыления. В процессе напыления ток в цепи индикатора растет по мере увеличения толщины пленки, создающей контакт между электродами. На установке указан ток индикатора, до которого следует вести напыление.

Упражнение 1. Определение толщины и электрического сопротивления напыленной пленки

В начале работы надо убедиться, что вентиль *B2* закрыт (в этом случае ручка вентиля *B2* не загораживает винт вентиля *B1*). Открываем вентиль *B1* и пускаем воздух под колпак. Плавно откидываем колпак назад. Винтом на передней панели основания колпака поворачиваем стойку с держателем по часовой стрелке и освобождаем доступ к лодочке. В центр лодочки закладываются 1—2 крупинки меди. Стойка поворачивается в исходное положение так, чтобы щель держателя находилась над лодочкой и была ей параллельна.

В этом упражнении используется подложка с электродами на расстоянии 40 мм друг от друга. Подложка вставляется в держатель электродами вниз так, как показаны электроды 8 и 9 на рис. 6.14. Подложка слегка прижимается винтом 4. Электроды присоединяются к индикатору напыления.

Колпак плавно закрывается, и заворачивается вентиль *B1* напуска воздуха. Перед включением вакуумной установки открывают кран охлаждающей воды. Нажимают кнопку «сеть». В н и м а н и е! Из-за большой мощности трансформатора в его цепи могут возникнуть кратковременные перегрузки, поэтому включение кнопки «испаритель» производит преподаватель или лаборант! Через 1—2 мин нажимите кнопку ПВ. Начинается откачка воздуха из-под колпака. Включите термомпарный манометр, нажав кнопки «индик. вак.» и ФВ. Когда показания прибора достигнут значений 1—2 мВ (0,1 мм рт. ст.), нажимите кнопки ВВ и ДН. При этом включается нагреватель диффузионного насоса. Если при включении кнопки ДН раздается звонок, необходимо немного увеличить напор воды. Через 1—2 мин откройте вентиль *B2*, соединяющий рабочий объем с диффузионным насосом. Диффузионный насос разогревается 40—50 мин. При достижении в рабочем объеме давления около 10^{-4} Торр (10 мВ по шкале прибора) можно приступить к напылению пленки.

Один из работающих должен при напылении следить за показанием прибора «ток испарит.», а другой — за индикатором напыления. Плавно поворачивая ручку «регул. напр.» по часовой стрелке, следует довести ток испарителя до 60—70 А. Не разрешается доводить ток до 80 А. Когда ток индикатора напыления достигнет заданной величины, следует прекратить напыление, повернув ручку «регул. напр.» против часовой стрелки.

После этого надо закрыть вентиль *B2* (кнопка ВВ остается нажатой) и открыть вентиль напуска воздуха *B1*. Плавно откинуть колпак, отделить электроды индикатора напыления, освободить прижимной винт и вынуть подложку с напыленной пленкой. Не рекомендуется прикасаться к пленке во избежание ее повреждения.

Подложка с напыленной пленкой устанавливается на столике микрофотометра напыленной пленкой вверх так, чтобы световой луч передвигался вдоль напыленной полоски при движении столика микрофотометра вперед-назад (ось y). Добиваемся того, чтобы луч находился на оси полоски. Включаем фотоэлемент и регулируем чувствительность системы так, чтобы при прохождении света через чистую подложку показания прибора оставались в пределах рабочей шкалы. Показания снимаются с линейной шкалы прибора.

Записываем значение I_0 — показание прибора при прохождении света через чистое стекло, затем перемещаем столик так, чтобы свет проходил через напыленную пленку, и записываем значения $I(y)$, перемещая столик на ~ 6 мм вдоль оси y .

После этих измерений подложка с пленкой устанавливается в измерительный блок для электрических измерений. Блок состоит из упругого основания, на поверхности которого укреплены поперечные медные электроды. От каждого электрода имеется вывод к клемме панели. Расстояние между электродами 6 мм. Подложку помещают пленкой на электроды. Сверху подложка слегка прижимается винтом. С помощью цифрового омметра измеряются сопротивления последовательно: R_1 — между первым и вторым электродами, R_2 — между первым и третьим и т. д.

Из фотометрических измерений для ряда точек с координатами y по формуле (6.11) определите толщину пленки в каждой точке z . Длину волны света принять равной 550 нм, $\kappa = 2,62$.

Из электрических измерений определяются сопротивления $\Delta R_i = R_{i+1} - R_i$ участков пленки также для ряда значений y . В отчете следует привести графики зависимости толщины пленки и электросопротивления от координаты y , $z(y)$ и $\Delta R(y)$. По этим двум графикам надо построить график зависимости $\Delta Rz \sim \rho$ от z и определить $z_{кр}$.

Упражнение 2. Определение средней длины свободного пробега атомов металла

Для напыления второй пленки следует повернуть стойку 3 (см. рис. 6.14) с держателем и положить в лодочку 1—2 новые крупинки меди. В держатель устанавливается подложка, у которой электроды расположены на расстоянии 20 мм. Закрываем вентиль $B1$, плотно закрываем колпак и нажимаем кнопку ПВ. Через 3—4 мин нажимаем кнопку ВВ и затем открываем вентиль $B2$.

Для выполнения этого упражнения рабочий объем откачивается до давления 10^{-3} Торр (8—10 мВ по прибору) и вентиль $B2$ перекрывается. Распыление производится в том же порядке, но надо записать давление, которое установилось после напыления. Далее следует еще раз проверить, закрыт ли вентиль $B2$, откройте вентиль $B1$, откройте колпак и извлеките

подложку с напыленной пленкой. После этого вновь закройте колпак, закройте вентиль *В1* и нажмите кнопку ПВ. Выключите нагрев диффузионного насоса, отжав кнопку ДН. Форвакуумный насос и водяное охлаждение остаются включенными до полного остывания диффузионного насоса.

Установите подложку с напыленной пленкой на столике микрофотометра. Измерьте интенсивность света, прошедшего через чистое стекло I_0 и через напыленную пленку $I(y)$ через 4 мм вдоль полоски (ось y). По формуле (6.11) найдите толщину пленки в каждой точке z . Определите значения x — расстояния от каждой измеренной точки до испарителя, используя приведенные на установке длины отрезков *ОВ*, *ОС* и *ОД*. Постройте график зависимости $\ln(zx^3)$ от x . Аппроксимируйте полученный график прямой, применив метод наименьших квадратов. По наклону прямой найдите среднюю длину свободного пробега по формуле (6.14) и диаметр эффективного сечения столкновения атомов меди с молекулами воздуха по формуле (6.13), приняв для меди $T = 2630$ К.

Контрольные вопросы

1. Что такое «средняя длина свободного пробега молекул в газе»? Как она зависит от давления газа?
2. Что характеризует диаметр эффективного сечения молекул?
3. Как экспериментально определяется толщина напыленной пленки?
4. Какие другие способы измерения толщины пленки Вы знаете?
5. При каком давлении производится напыление первой пленки? Второй? В чем различие?
6. Как зависит толщина напыленной пленки от расстояния x до источника в следующих случаях: напыление при высоком вакууме, при среднем, при низком?
7. Как зависит удельное сопротивление проводников от средней длины свободного пробега электронов проводимости?
8. Почему проводимость тонких пленок отличается от проводимости массивных образцов того же материала?
9. Что называется критической толщиной пленки? Какую структуру имеет пленка при этой и меньшей толщине?
10. Какова последовательность откачки рабочего объема?
11. Для чего служит индикатор напыления? Как он работает? Что показывает?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 51.
2. Метфессель С. Тонкие пленки, их изготовление и измерение. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963.
3. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964. Гл. 1, § 8.

7. ЛАБОРАТОРИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Экспериментальная методика и приборы

Целью работ раздела является изучение основных законов классической статистической физики и их практическое приложение. Используются понятия функции плотности распределения, функции распределения, средней величины, дисперсии, стандартного отклонения. Изучаются распределения Максвелла и Больцмана, биномиальное, прямоугольное и нормальное, флуктуации физических величин, броуновское движение. В работах представлены механические и электромеханические модели, зондовый метод определения температуры в плазме газового разряда, метод получения функции плотности распределения электронов по энергиям с помощью «задерживающего» потенциала, моделирование на ЭВМ.

Молекулярно-кинетическая теория вещества рассматривает тела состоящими из множества атомов или молекул, у которых непрерывно и хаотично изменяются скорости, импульсы, энергия, электрические и магнитные моменты и т. д. Изучение макроскопических систем, состоящих из огромного числа частиц, методами классической механики приводит к непреодолимым трудностям расчета. Применение в молекулярно-кинетической теории статистических методов к совокупности или ансамблю частиц позволяет сделать вывод о состоянии и поведении макроскопических объектов.

Основным понятием статистического метода является понятие функции плотности вероятности $f(x)$. Пусть имеется совокупность N частиц, для которых случайным образом изменяется характерная величина ξ . (В специальной литературе принято обозначать случайные величины греческими буквами.) Тогда плотность вероятности $f(x)$ определяет вероятность $dP(x)$ некоторому числу dN частиц иметь величину x в пределах от x до $x+dx$:

$$dP(x) = \frac{dN}{N} = f(x) dx. \quad (7.1)$$

Функция плотности должна удовлетворять условиям: 1) $f(x) \geq 0$; 2) $\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1$ — условие нормировки.

Другой важной характеристикой статистического метода является функция распределения вероятностей $F(x)$, показываю-

щая, что с вероятностью P случайная величина ξ имеет значение, меньшее, чем x :

$$F(x) = P\{\xi < x\} = \int_{-\infty}^x f(z) dz, \quad (7.2)$$

где $f(z)$ — функция плотности вероятности. Функция распределения $F(x)$ обладает следующими свойствами: 1) $0 \leq F(x) \leq 1$; 2) $F(x_1) \leq F(x_2)$, если $x_1 \leq x_2$; 3) $F(-\infty) = 0$, $F(\infty) = 1$.

Знание функции $f(x)$, найденной из эксперимента или из теоретических рассуждений, позволяет решать многие задачи, в том числе находить средние значения физических величин и возможные отклонения от них.

Например, если некоторая макроскопическая характеристика y зависит от микроскопического параметра x по закону $y(x)$, то средняя величина $\langle y \rangle$, которую обычно можно измерить экспериментально, равна

$$\langle y \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} y(x) f(x) dx.$$

Для дискретных случайных величин макросостояние системы определяется числом микросостояний и наименее вероятное макросостояние реализуется наибольшим числом микросостояний. Вероятность отдельного микросостояния системы взаимодействующих частиц определяется биномиальным распределением. Так, если P — вероятность появления некоторого события в единичном испытании, то вероятность в серии из n независимых испытаний появления m этих событий равна

$$P(m) = C_n^m p^m (1-p)^{n-m}. \quad (7.3)$$

На практике для расчета вероятности пользуются одной из формул, выражающих предельные случаи биномиального распределения.

Если $n \gg 1$, $p \ll 1$ и $m \ll n$ — редкие события при большом числе испытаний, то из (7.3) получаем распределение Пуассона

$$P(m) = \frac{(np)^m}{m!} \exp(-np).$$

Рассмотрение биномиального распределения вблизи максимума при большом числе испытаний ($n \rightarrow \infty$) приводит к непрерывному распределению плотности вероятности, к нормальному, или гауссовому, распределению с параметрами $\langle x \rangle$ и σ :

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp \left[-\frac{(x - \langle x \rangle)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (7.4)$$

Здесь $\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx$ — среднее значение или математическое ожидание величины x , σ — стандартное отклонение $\sigma = \sqrt{D}$, дисперсия $D = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \langle x \rangle)^2 f(x) dx$.

Рассмотрим возможности определения функции плотности. Из эксперимента функцию плотности можно было бы найти, если иметь бесконечное число результатов измерений. В реальном случае, при конечном числе измерений, строят гистограмму. Для этого область значений наблюдаемой величины x разбивается на равные интервалы (бины) длины h , подсчитывается число случаев попадания величины x в данный интервал v (говорят, что данные группируются), и на каждом интервале строят прямоугольник высоты v/nh , n — полное число измерений.

Выборочное среднее определяется как $\langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$, а выборочное стандартное отклонение

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \langle x \rangle)^2}{n-1}}.$$

При увеличении числа измерений n и при достаточно малом h высоты прямоугольников можно рассматривать как приближенные значения плотности вероятности $f(x)$ в средних точках соответствующих интервалов, а линию, проведенную через вершины прямоугольников, — как аналог плотности вероятности.

При измерениях физических величин часто приходится учитывать, что в разброс значений вносят свой вклад различные причины, распределенные по одинаковому закону. Центральная предельная теорема теории вероятности гласит: если существует последовательность n взаимно независимых случайных величин, имеющих одно и то же распределение плотности вероятности с конечным математическим ожиданием и одинаковой дисперсией, то при $n \rightarrow \infty$ распределение случайной величины асимптотически приближается к нормальному.

Рассмотрим два примера. В первом случае имеет место биномиальное распределение. Покажем, что при $n \rightarrow \infty$ распределение (7.3) становится асимптотически нормальным с центром $\langle x \rangle$ и дисперсией σ^2 . Если n велико, то и m достаточно велико при вероятности p не слишком малой. Для определенности и простоты будем считать $p = 1/2$. Дискретную функцию изменения вероятности $P(m)$ будем считать плавной и непрерывной. Тогда, логарифмируя (7.3) при $p = q = 1/2$, получим

$$\ln P(m) = \ln n! - \ln m! - \ln(n-m)! - n \ln 2. \quad (7.5)$$

Для определения m , при котором $P(m)$ максимально, берем производную по m и учитываем, что при $m \gg 1$ $\frac{d \ln m!}{dm} \approx \ln m$.

Получаем $\ln \frac{n-m}{m} = 0$ и $\langle m \rangle = n/2$.

Найдем функцию, которая описывает зависимость вероятности $P(m)$ от числа m . Разложим $\ln P(m)$ в ряд Тэйлора в окрестности $\langle m \rangle$:

$$\ln P(m) = \ln P(\langle m \rangle) + \left[\frac{dP(m)}{dm} \right] (m - \langle m \rangle) + \\ + \frac{1}{2!} \left[\frac{d^2 P(m)}{dm^2} \right] (m - \langle m \rangle)^2 + \dots$$

Первая производная в максимуме равна нулю. При вычислении второй производной из (7.5) получим при $N=n/2$

$$\frac{d^2 \ln P}{dm^2} = -\frac{4}{n}. \text{ Окончательно } \ln P(m) = \ln P(\langle m \rangle) - \\ - \frac{2(m - \langle m \rangle)^2}{n}, \text{ или}$$

$$P(m) = P(\langle m \rangle) \exp [-2(m - \langle m \rangle)^2/n].$$

Величина $P(\langle m \rangle)$ определяется из условия нормировки

$$P(m) = \sqrt{\frac{2}{\pi n}} \exp [-2(m - \langle m \rangle)^2/n], \quad (7.6)$$

где $\langle m \rangle = n/2$, $\sigma = \sqrt{n/4}$.

Стандартное отклонение $\pm \sigma$ характеризует интервал вблизи средней величины $\langle m \rangle$, в который попадают $\sim 68\%$ случайных величин (в интервал $\pm 2\sigma$ — $95,4\%$, $\pm 3\sigma$ — $99,7\%$).

Если p и $q=1-p \neq 1/2$, то нормальное распределение для дискретных величин

$$P(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi p q n}} \exp [- (m - \langle m \rangle)^2 / 2 n p q]. \quad (7.7)$$

Рассмотрим другой пример на использование центральной предельной теоремы. Экспериментальные измерения физических величин связаны со считыванием показаний приборов, округлением с конечным числом значащих цифр и т. д. Случайный характер этих величин может рассматриваться как прямоугольное или равномерное распределение. Сумма большого числа независимых примерно одинаковых по величине слагаемых распределена нормально. Чтобы это показать, рассмотрим последовательное изменение распределения при значениях $n=1, 2, 3, \dots$ на примере прямоугольного исходного распределения:

случайной величины ξ , которое на отрезке $[0, a]$ задается функцией плотности

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{a}, & 0 \leq x \leq a; \\ 0, & x < 0, x > a; \end{cases} \quad (7.8)$$

$$\langle x \rangle = a/2, \quad \sigma = \frac{a}{\sqrt{12}}.$$

Пусть теперь случайная величина ξ является суммой двух случайных величин, функции плотности $f_1(x)$ и $f_2(x)$ которых известны. Функция распределения суммарной случайной величины равна

$$\begin{aligned} F_{\xi_1 + \xi_2}(z) &= P\{\xi_1 + \xi_2 \leq z\} = \iint_{x_1 + x_2 \leq z} f_1(x_1) f_2(x_2) dx_1 dx_2 = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x_1) dx_1 \int_{-\infty}^{z-x_1} f_2(x_2) dx_2. \end{aligned}$$

Произведем замену $x_2 = u - x_1$ и изменим порядок интегрирования, тогда

$$F_{\xi_1 + \xi_2}(z) = \int_{-\infty}^z du \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x_1) f_2(u - x_1) dx_1.$$

Заменив переменные, приходим к формуле свертки для плотности $f(x)$ по исходным функциям плотности $f_1(x)$ и $f_2(x)$:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(t) f_2(x - t) dt. \quad (7.9)$$

При использовании формулы (7.9) следует помнить, что функции плотности $f_1(x)$ и $f_2(x)$ часто задаются разными аналитическими выражениями на разных отрезках.

Найдем функцию плотности для суммы двух случайных величин, распределенных по (7.8). По формуле (7.9)

$$f(x) = \int_0^a f_1(t) f_2(x - t) dt = \frac{1}{a} \int_0^a f_2(x - t) dt.$$

Из того, что при $x < 0$, $x - t < -t < 0$, а при $x > 2a$, $x - t > 2a - t > a$, заключаем, что при $x < 0$ и $x > 2a$ $f(x) = 0$. Рассмотрим теперь $0 < x < 2a$. Подынтегральная функция отлична от нуля

только при значениях t , удовлетворяющих неравенствам $0 < x - t < a$ или $x - a < t < x$. Так как $x > 0$, то

$$\text{при } 0 < x \leq a \quad f(x) = \int_0^x \frac{dt}{a^2} = \frac{x}{a^2},$$

$$\text{при } a < x \leq 2a \quad f(x) = \int_{x-a}^a \frac{dt}{a^2} = \frac{2a-x}{a^2}.$$

Окончательно получаем в результате сложения двух прямоугольных распределений распределение в виде треугольника:

$$f(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0, x > 2a, \\ x/a^2, & 0 < x \leq a, \\ (2a-x)/a^2, & a < x \leq 2a. \end{cases} \quad (7.10)$$

С помощью формулы свертки (7.9) можно найти функцию плотности для суммы любого числа слагаемых, прибавляя каждый раз по одному члену к предыдущему результату. Функция плотности суммы трех случайных величин дает кусочно-параболическое распределение, напоминающее колоколообразную функцию нормального распределения. При дальнейшем увеличении числа слагаемых функция плотности асимптотически приближается к распределению Гаусса.

Распределение молекул газа по скоростям и энергиям в равновесном состоянии определяется из общего распределения Гиббса. Распределение молекул идеального газа по одной из компонент скорости v_x — одномерный случай — имеет нормальное распределение

$$f(v_x) = (m/2\pi kT)^{1/2} \exp[-mv_x^2/2kT], \quad (7.11)$$

где m — масса молекулы, T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана. Средняя скорость молекул равна нулю, а стандартное отклонение $\sigma = (kT/m)^{1/2}$.

В двумерном случае распределения частиц, компоненты скорости которых заключены в интервалы от v_x до $v_x + dv_x$ и от v_y до $v_y + dv_y$:

$$f(v) = 2\pi (m/2\pi kT) v \exp[-mv^2/2kT], \quad (7.12)$$

$$v = (v_x^2 + v_y^2)^{1/2},$$

$\langle v \rangle = (\pi kT/2m)^{1/2}$, наивероятная скорость $v_b = (kT/m)^{1/2}$.

Распределение частиц по модулю скорости (трехмерный случай) описывается распределением Максвелла в виде

$$f(v) = 4\pi (m/2\pi kT)^{3/2} v^2 \exp[-mv^2/2kT], \quad (7.13)$$

$$v = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)^{1/2}, \quad \langle v \rangle = (8kT/\pi m)^{1/2}, \quad v_b = (2kT/m)^{1/2}.$$

Из (7.13) следует распределение по кинетическим энергиям частиц $\varepsilon = mv^2/2$:

$$f(\varepsilon) = 4\pi (2\pi kT)^{-3/2} \left[(2\varepsilon)^{1/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right) \right] \quad (7.14)$$

и средняя энергия $\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} kT$. На рис. 7.1 приведены графики, иллюстрирующие распределения по скоростям и энергиям согласно формулам (7.11)—(7.14).

Другим частным случаем распределения Гиббса является распределение Больцмана

$$f(x, y, z) = A \exp [-U(x, y, z)/kT], \quad (7.15)$$

где $U(x, y, z)$ — потенциальная энергия частиц. Коэффициент A определяется из условия нормировки. Например, для распределения молекул на высоте y в вертикальном столбе воздуха в поле земного тяготения из (7.1) и

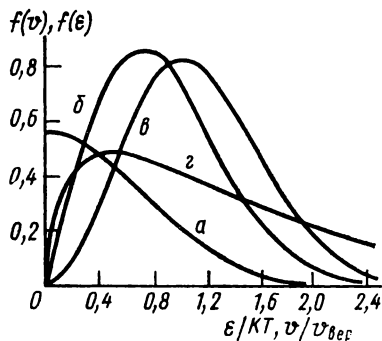


Рис. 7.1. Графики распределения Максвелла по скоростям и энергиям: а) одномерное распределение; б) двумерное; в) трехмерное; г) распределение по энергиям

из (7.15) получим барометрическую формулу

$$f(y) = \frac{dN(y)}{N dy} = (mg/kT) \exp \left[-\frac{mgy}{kT} \right], \quad (7.16)$$

где N — полное число частиц. Следует помнить, что (7.16) получено в предположении, что температура и ускорение свободного падения постоянны в столбе газа «бесконечной» высоты. Для столба газа высоты H получим

$$f(y) = \frac{mg}{kT} \frac{\exp [-mgy/kT]}{1 - \exp [-mgH/kT]}. \quad (7.17)$$

Еще один пример на использование распределения Больцмана. Рассмотрим совокупность линейных гармонических осцилляторов с потенциальной энергией отдельного осциллятора

$$\omega_n(x) = \frac{1}{2} \kappa x^2,$$

где κ — коэффициент квазиупругой силы, x — отклонение от положения равновесия. Тогда, используя (7.15), запишем

$$f(x) = A \exp [-\kappa x^2/2kT].$$

Коэффициент A находим из условия нормировки: $A = (\kappa/2\pi kT)^{1/2}$. Находим среднюю потенциальную энергию осциллятора в равновесном состоянии: $\langle w_n \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} w_n(x) f(x) dx = \frac{1}{2} kT$ и среднюю кинетическую энергию, используя выражение (7.11) для распределения по скоростям:

$$\langle w_k \rangle = \frac{m \langle v_x^2 \rangle}{2} = \frac{m}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 f(v_x) dv_x = \frac{1}{2} kT.$$

Значения физической величины случайным образом изменяются во времени, отклоняясь от среднего значения. Эти отклонения называются флуктуациями. За меру флуктуации микровеличины принимают стандартное отклонение $\sigma = D^{1/2}$. В примере с гармоническим осциллятором флуктуация кинетической энергии $[D(w_k)]^{1/2} = [\langle w_k^2 \rangle - \langle w_k \rangle^2]^{1/2} = \frac{kT}{\sqrt{2}}$, относительная флуктуация $\Delta = [D(w_k)]^{1/2} / \langle w_k \rangle \approx 1,4$, т. е. флуктуация случайной микровеличины пропорциональна температуре и одного порядка с самой средней величиной. Дисперсия макровеличины в N (число частиц) раз больше дисперсии микровеличины. Следовательно, относительная флуктуация уменьшается с ростом N по закону $\sim 1/\sqrt{N}$. В реальных условиях макромира число частиц настолько велико, флуктуации настолько малы, что средние значения макровеличин могут рассматриваться как истинные (давление газа, внутренняя энергия, плотность, энтропия и т. д.).

Рассмотрим некоторые экспериментальные методы определения статистических распределений.

Классический опыт Перрена по определению числа Авогадро основан на использовании барометрической формулы (7.16). Были измерены концентрации n_1 и n_2 мелких частиц массы m , взвешенных в жидкости при температуре T . Измерения производились на двух уровнях x_1 и x_2 . В результате число Авогадро определялось по формуле

$$N_A = \frac{RT \ln(n_1/n_2)}{v_0(\rho - \rho_0)g(x_2 - x_1)},$$

где R — универсальная газовая постоянная, v_0 — объем частицы, ρ , ρ_0 — плотности материала частиц и жидкости.

Броуновское движение позволяет непосредственно наблюдать флуктуации. Непрерывное и хаотичное движение мелких частиц, взвешенных в жидкости или газе, иллюстрирует флуктуации давления. Если за время τ частица в виде шарика пе-

переместилась на расстояние Δl , то, как показали Эйнштейн и Смолуховский,

$$\langle \Delta l^2 \rangle = \frac{\tau}{3\pi\eta} kT, \quad (7.18)$$

где r — радиус шарика, η — коэффициент вязкости, T — температура. Рассматривалось поведение частицы в тепловом движении со средней кинетической энергией $\frac{3}{2}kT$. Движение происходит в вязкой среде, на частицу действует сила трения, равная по закону Стокса $6\pi\eta vr$, где v — скорость частицы. Измерения, тщательно выполненные Перреном, подтвердили правильность формулы (7.18) и позволили найти постоянную Больцмана и число Авогадро.

Спектр излучения атомного газа содержит линии, ширина которых определяется в основном степенью монохроматичности излучения. Уширение спектральных линий происходит в первую очередь за счет эффекта Доплера. Если источник света, излучающий с частотой ν_0 , движется относительно наблюдателя со скоростью v , то наблюдаемая частота излучения при продольном эффекте Доплера равна $\nu \approx \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c}\right)$, где c — скорость света.

Если скорости излучающих атомов имеют максвелловское распределение, то из равенства вероятностей следует $f(v)dv = I(\nu)d\nu$. Из (7.11) получим выражение для функции плотности распределения по частотам:

$$I(\nu) = (1/\sqrt{\pi} \Delta\nu_D) \exp [-(\nu - \nu_0)^2 / (\Delta\nu_D)^2],$$

где $\Delta\nu_D = \nu_0 v_0 / c$, $v_0 = \sqrt{2} \sigma = (2kT/m)^{1/2}$.

Таким образом, получив из измерений уширения спектральной линии значение $\Delta\nu_D$, можно найти, например, температуру излучения.

Прямое измерение скорости атомов металла в вакууме впервые произвел Штерн на атомах серебра. На оси цилиндра располагалась накаливаемая нить, покрытая серебром. Система щелей вырезала узкий пучок, который осаждался на поверхности цилиндра в виде полоски при неподвижном цилиндре. При вращении цилиндра с постоянной угловой скоростью полоска смещалась относительно исходного положения. Скорость атомов серебра определялась по скорости вращения цилиндра, его радиусу и смещению изображения щели.

Первые опыты по определению распределения молекул по скоростям произведены на установке, аналогичной установке Физо по измерению скорости света в земных условиях. На одном валу 1 были помещены диски 2 и 3 с большим числом отверстий (рис. 7.2). Отверстия на двух цилиндрах совпадали, т. е. были расположены на одной прямой, параллельной валу.

Из печки 4 вылетали молекулы ртути. Те молекулы, которые пролетали через отверстие в диске 2 и пролетали путь l между дисками, могли попасть в отверстие диска 3 и осесть в детекторе 5, если их скорость $v = \omega l / \beta$. Если угловая ширина отверстия равна 2α (рис. 7.2, а), то скорости молекул, прошедших через отверстие, лежат в интервале от $\omega l / (\beta + \alpha)$ до $\omega l / (\beta - \alpha)$. При изменении скорости вращения выделялись разные интервалы скоростей. Большое число отверстий на диске позволяло получить значительную интенсивность.

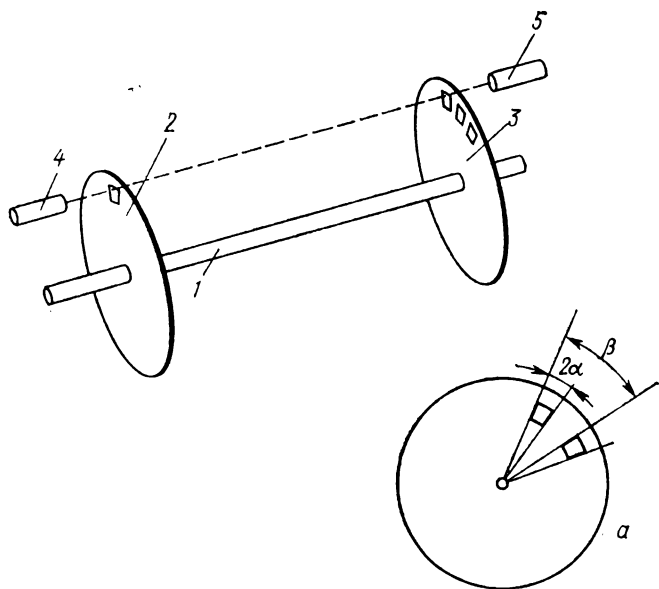


Рис. 7.2. Схема установки для определения распределения молекул по скоростям

Задачи экспериментального разделения частиц, имеющих заряд, по скоростям (импульсам), по отношениям заряда к массе или по энергиям, привели к использованию электрических, магнитных и электромагнитных полей.

В постоянном магнитном поле индукции B влетевшая со скоростью v ($v \perp B$) частица с зарядом q массы m движется по дуге окружности радиуса $R = mv/qB$. Частицы, вылетевшие из одного источника с разными скоростями из-за различия радиусов траекторий, разделяются в пространстве.

Аналогично происходит разделение заряженных частиц по скоростям в постоянном электрическом поле. Отклонение частиц в электрическом поле напряженности E происходит под углом $\psi = qEl/mv^2$, где l — длина отклоняющих пластин, v — скорость частицы ($v \perp E$).

Распределение частиц высоких энергий изучают по трекам (следам) в пузырьковых камерах, помещенных в магнитное поле. В камере находится перегретая жидкость. При прохождении быстрой частицы на ее пути происходит вскипание жидкости. Полученный след фотографируется. По радиусу кривизны трека определяют скорость частицы.

Рассмотрим распределение по энергиям электронов после вылета их из нагретого катода при термоэмиссии. Распределение в этом случае исследуется методом «задерживающего» потен-

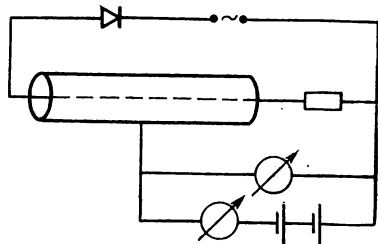


Рис. 7.3. Схема использования метода задерживающего потенциала

циала. Над свободной поверхностью металла при температуре T находятся электроны. Они образуют электронный газ, и скорости их распределены по закону Максвелла. Если на электрод вблизи катода подать некоторый отрицательный потенциал, то на этот электрод попадут электроны, скорости которых удовлетворяют условию $v \geq \sqrt{\frac{2eU}{m}}$, где U — потенциал электрода. Для цилиндрического электрода (рис. 7.3), на оси которого расположен катод, причем радиус катода значительно меньше радиуса электрода, ток на электроде зависит от потенциала U и температуры электронов T_s , как

$$i = i_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{ \left(\frac{eU}{kT_s} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{eU}{kT_s} \right) + \int_{\sqrt{\frac{eu}{kT_s}}}^{\infty} \exp(-x^2) dx \right\},$$

где i_0 — ток насыщения при большом положительном потенциале электрода. При условии $eU \gg kT_s$ интегралом можно пренебречь, тогда после логарифмирования

$$\ln i = A + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{eU}{kT_s} \right) - \frac{eU}{kT_s}$$

и, так как второе слагаемое слабо изменяется по сравнению с третьим, окончательно

$$\ln i = B - \frac{eU}{kT_s}.$$

Если экспериментально определить зависимость $\ln i = f(U)$, то можно, например, измерить температуру электронов как

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{\Delta U}{\Delta |\ln i|}. \quad (7.19)$$

Если распределение электронов по скоростям не является максвелловским, то приведенное рассмотрение не выполняется и надо находить функцию плотности $f(x)$ экспериментально. У поверхности оксидного катода существует сильное электрическое поле, которое сообщает электронам дополнительную скорость v_0 . По выходе из катода, за счет кулоновских сил, происходит хаотизация движения электронов, возникает некоторое распределение электронов по скоростям. Это распределение не является максвелловским. Для определения функции плотности в этом случае создают «задерживающее» поле в некотором удалении от катода.

В газоразрядной плазме распределение электронов по скоростям близко к максвелловскому. Для исследования основных характеристик плазмы газового разряда используется метод зондов. Зонд — металлический электрод малого размера в виде сферы, цилиндра или диска, который вводится в плазму. Ток на электрод определяется числом частиц, попадающих благодаря тепловому движению на зонд. По величине тока находят концентрации электронов и ионов в плазме, распределение потенциалов в плазме, температуру электронов и др. В газоразрядной плазме присутствуют нейтральные атомы, ионы и электроны. В электрическом разряде хаотическое (тепловое) движение электронов и ионов преобладает над направленным движением в электрическом поле. Средняя энергия хаотического

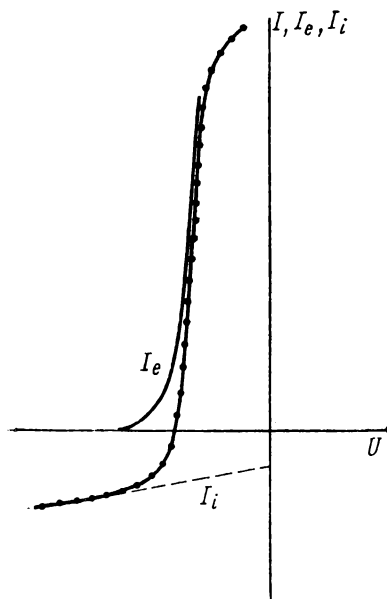


Рис. 7.4. Вольт-амперная зондовая характеристика

движения электронов много больше средней энергии теплового движения атомов газа и ионов, т. е. температура электронов значительно выше температуры нейтрального газа.

Ток электронов на отрицательно заряженный зонд можно записать как $I_e = A \exp[-eU/kT_e]$, где U — потенциал зонда от-

носителем плазмы. Вольт-амперная характеристика зонда имеет вид как на рис. 7.4. I — полный ток на зонд, I_i — ионный ток, I_e — электронный ток. Ионный ток меняется слабо, поэтому его можно найти, экстраполируя ионную ветвь характеристики. Построив кривую электронного тока, находим температуру электронов в плазме по линейной зависимости $\ln I_e$ от U :

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{\Delta U}{\Delta |\ln I_e|}. \quad (7.20)$$

Лабораторная работа 7.1 ИЗУЧЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ НА МЕХАНИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ

Введение. Целью работы является изучение биномиального, нормального и двумерного распределений на механических моделях.

Оборудование работы состоит из двойной доски Гальтона с разным числом рассеивающих центров и прибора для осуществления двумерного распределения, также со сменным числом рассеивающих сеток.

Пусть случайная величина ξ зависит от некоторого числа независимых случайных факторов, вносящих в величину ξ равные вклады δ , каждый из которых с равной вероятностью ($p = 1/2$) может иметь положительный или отрицательный знак. Тогда вероятность того, что все n вкладов войдут в величину ξ , например, со знаком «+» (в результате $\xi_n = n\delta$), равна $p(\xi) = (1/2)^n$. Вероятность того, что m вкладов из n имеют положительные знаки, а $n-m$ — отрицательные, причем $\xi_m = (2m-n)\delta$, равна

$$P(m) = C_n^m (1/2)^n = \frac{n!}{m! (n-m)!} (1/2)^n. \quad (7.21)$$

Например, при $n=3$, если в случайную величину вносятся равные равновероятные вклады $\pm\delta$ и $m=0, 1, 2, 3$, то случайная величина может принимать значения $-3\delta, -\delta, \delta, 3\delta$ с вероятностями $1/8, 3/8, 3/8$ и $1/8$ соответственно.

При увеличении числа элементарных вкладов и при уменьшении их величины δ дискретное распределение случайных величин стремится к непрерывному, а биномиальное переходит в функцию нормального или гауссовского распределения (7.6).

Рассмотрение биномиального и нормального распределений в настоящей работе проводится на механической модели, представленной на рис. 7.5. Плоский вертикальный ящик с прозрачной передней стенкой имеет сверху воронку 1, в которую при открытой заслонке 2 насыпаются мелкие шарики (дробь или зерно). Под воронкой расположено несколько рядов штырь-

ков 3. Об эти штырьки при падении ударяются и рассеиваются шарики. Внизу находится приемная кювета 4, разделенная на вертикальные ячейки. На прозрачные стенки ячеек нанесены деления. После измерений уровней в каждой ячейке дно кюветы опускается рукояткой 5, и шарики высыпаются в бункер 6. С другой стороны прибор имеет такую же конструкцию, но другое число рядов штырьков, что позволяет моделировать и биномиальное и нормальное распределение.

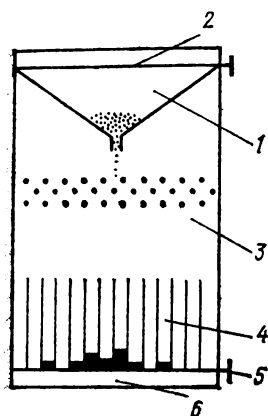


Рис. 7.5. Механическая модель одномерного распределения

квадратными ячейками (рис. 7.6, б). Сетки расположены так, что узлы каждой сетки находятся над центрами ячеек предыдущей. Шарики, сталкиваясь с сетками, рассеиваются в двух

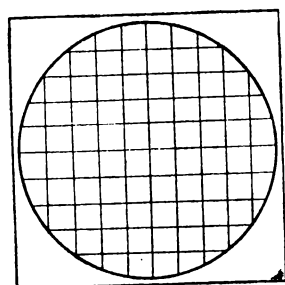
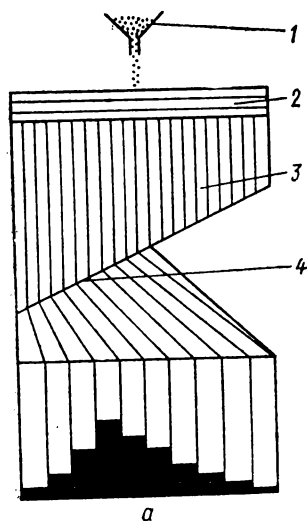


Рис. 7.6. Механическая модель двумерного распределения

направлениях и образуют распределение по скоростям. Под сетками расположены вертикальные цилиндры 3. Так как дно цилиндров скошено, то все шарики, попавшие в промежутки

между двумя цилиндрами, сыпаются вместе и через отверстия 4 поступают в вертикальные ячейки кюветы с прозрачными стенками, на которые нанесены деления.

Упражнение 1. Биномиальное и нормальное распределения

На модели рис. 7.5 проводится эксперимент с малым ($n=3$) числом рассеивающих центров и с большим ($n=12$). В каждую i -ю ячейку, центр которой имеет координату $x_i=i-0,5$ в условных единицах, равных ширине ячейки, попадают шарики, отклоняющиеся от вертикали на величину, лежащую в единичном интервале вблизи значения $(x_i-\langle x \rangle)$, здесь $\langle x \rangle$ — координата центра распределения (среднее значение x). Высота заполнения i -й ячейки Y_i пропорциональна вероятности отклонения шарика на величину $(x_i-\langle x \rangle)$ или числу частиц, испытавших такое отклонение. Уровень Y_i измеряется также в условных единицах по делениям. Результаты измерений нормируются. Для этого вычитают ΣY_i и делят каждое измеренное значение на эту сумму. Нормированные результаты $y_i = \frac{Y_i}{\Sigma Y_i} = f(x_i)$ экспериментов с $n=3$ и $n=12$ служат для построения гистограммы. Находят среднее значение $\langle x \rangle = \Sigma x_i y_i$, дисперсию $D = \Sigma (x_i - \langle x \rangle)^2 y_i$ и стандартное отклонение $\sigma = \sqrt{D}$ для результатов опыта с $n=12$. По вычисленным значениям $\langle x \rangle$ и σ по формуле (7.6) определяют теоретическую кривую, которую сравнивают с экспериментом. По формуле (7.21) вычисляют теоретические значения при $n=3$ и также сравнивают с результатом эксперимента.

Упражнение 2. Изучение двумерного распределения

В приведенном на рис. 7.6 приборе в двух опытах число рассеивающих сеток разное (10 и 20), что соответствует разным «эффективным» температурам двумерного распределения.

В каждом опыте производят измерение высот заполнения ячеек Y_i , нормируют полученные значения $y_i = \frac{Y_i}{\Sigma Y_i}$ и строят гистограмму $y_i = f(x_i)$. По максимумам полученных кривых находят наиболее вероятные скорости v_1 и v_2 в условных единицах и отношение температур $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^2$. Вычисляют функцию плотности вероятности по формуле $f(v) = \exp \left[-\frac{v^2}{2v_B^2} \right] \frac{v^2}{v_B^2}$ в нескольких точках. Наносят полученные теоретические значения на график, проводят плавную линию и сравнивают с гистограммой.

Контрольные вопросы

1. Какие законы распределения моделируются в данной работе?
2. Какое распределение называется биномиальным?
3. Какое распределение называется нормальным?
4. Как определяется среднее? Стандартное отклонение?
5. Как строится гистограмма?
6. Что такое функция плотности вероятности $f(x)$? Каковы ее свойства?
7. Нарисуйте схему устройства, моделирующего одномерное, двумерное распределения.
8. Нарисуйте кривые распределения Максвелла по скоростям для двух разных температур.
9. Чему равна среднеквадратичная скорость при одномерном движении, при двумерном, при трехмерном?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 8, 9.
2. Деденко Л. Г., Керженцев В. В. Математическая обработка и оформление результатов эксперимента. М.: Изд-во МГУ, 1977. Гл. 1.
3. Рейф Ф. Статистическая физика. М.: Наука, 1977. Гл. II, § 2.3.
4. Тэйлор Дж. Введение в теорию ошибок. М.: Мир, 1985. Гл. 5, 10.

Лабораторная работа 7.2

ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БОЛЬЦМАНА

Введение. Целью работы являются изучение распределения Больцмана на электромеханической модели и получение из эксперимента основных закономерностей: распределения частиц в поле сил тяжести, измерения средней энергии частиц при тепловом движении, проверки углового распределения скоростей частиц.

Оборудование работы состоит из электромеханической модели с пьезоэлектрическим датчиком, источников питания, осциллографа и частотомера. Схема установки представлена на рис. 7.7. Основа модели — квадратная (20×20 см²) кювета 1 высотой 5 см с электромагнитными вибраторами вдоль боковых стенок. Кювета располагается горизонтально или наклонно под углом α , который можно плавно менять. На дно кюветы помещены пластмассовые шарики. При включении вибраторов шарики начинают беспорядочно двигаться, сталкиваясь между собой и с вибраторами.

Кювета закрыта прозрачной крышкой с прорезью, в которую вставлен датчик числа ударов — стержень 2. Верхний конец стержня закреплен на пьезоэлектрической головке. Каждый удар шарика о стержень создает в цепи головки электрический импульс, который подается на осциллограф 3. Сигнал с головки преобразуется в импульс треугольной формы и подается на

вход частотомера 4, который регистрирует число ударов за определенный промежуток времени.

На шарик в наклонной кювете действует вдоль дна кюветы компонента силы тяжести $F' = mg \sin \alpha$. Таким образом, с изменением угла наклона кюветы есть возможность создавать переменное гравитационное поле $g' = g \sin \alpha$.

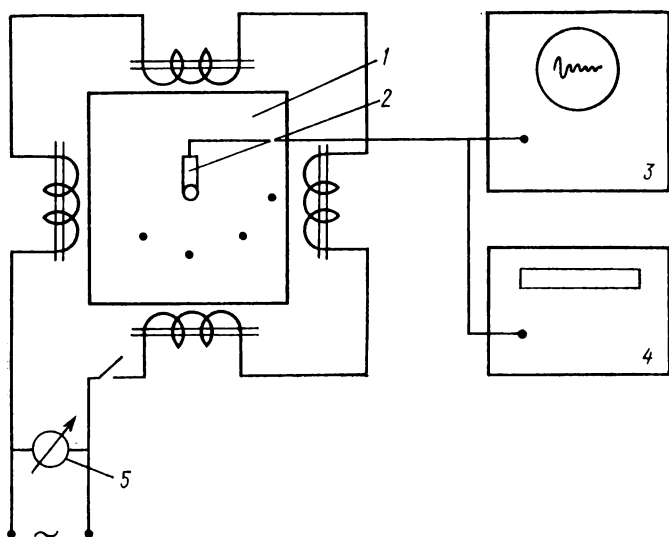


Рис. 7.7. Электромеханическое устройство для изучения распределения Больцмана и случайных блужданий

На обмотки вибраторов подается регулируемое напряжение, величина которого измеряется прибором 5. Амплитуда колебаний вибраторов определяет среднюю энергию шариков и моделирует температуру.

Движение шариков происходит в одной плоскости, наблюдается двумерное распределение скоростей. Введем на плоскости полярную систему координат. Для вектора скорости \mathbf{v} это v и φ . В этой системе для идеального газа запишем вероятность скорости частицы при максвелловском распределении иметь координаты в интервалах от v до $v+dv$ и от φ до $\varphi+d\varphi$:

$$dp = \frac{m}{2\pi\epsilon} \exp \left[-\frac{mv^2}{2\epsilon} \right] v dv d\varphi,$$

m — масса частицы, $\epsilon = kT$ — средняя кинетическая энергия при двумерном движении. Приведенное выражение не содержит зависимости от угла φ , это свидетельствует о том, что максвелловское распределение изотропно.

Рассмотрим распределение тяжелых частиц на примере двумерной модели в однородном гравитационном поле по закону Больцмана. Если N частиц находится в прямоугольнике с высотой H и основанием L , то плотность частиц на высоте y равна

$$n = \frac{Nmg \sin \alpha}{L\varepsilon} \frac{\exp \left[-\frac{mg \sin \alpha y}{\varepsilon} \right]}{1 - \exp \left[-\frac{mg \sin \alpha H}{\varepsilon} \right]}. \quad (7.22)$$

Определим число частиц,двигающихся в плоскости дна кюветы и пересекающих некоторую линию длины l за единицу времени. Это число частиц dv пропорционально плотности частиц n и вероятности частицам из этого числа иметь скорости в интервале от v до $v+dv$ и от φ до $\varphi+d\varphi$. Тогда

$$dv = n dp v \cos \varphi l = n \frac{ml}{2\pi\varepsilon} \exp \left[-\frac{mv^2}{2\varepsilon} \right] v^2 dv \cos \varphi d\varphi.$$

После интегрирования по v от нуля до ∞ и по углу от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ найдем полное число частиц, пересекающих линию l за единицу времени с одной стороны:

$$v = \frac{1}{\pi} nl \langle v \rangle,$$

где средняя скорость

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{\pi\varepsilon}{2m}}. \quad (7.23)$$

Среднюю энергию можно найти, если измерить число столкновений с датчиком при разных значениях координаты y при определенном наклоне кюветы. Логарифмируем выражение (7.22) и пренебрежем изменением логарифма величины по сравнению с изменением самой величины. Получим

$$\ln n = A - \frac{mg \sin \alpha y}{\varepsilon}, \quad (7.24)$$

постоянная A определяется геометрией установки.

Упражнение 1. Иллюстрация закона Больцмана

Устанавливаем кювету в наклонном положении согласно указаниям, приложенным к установке. Включаем осциллограф и частотомер. После прогрева приборов (5–10 мин) надо включить электромагнитные вибраторы на указанное напряжение. Измеряем число ударов шариков о датчик. После нажатия кнопки «пуск» частотомер считает число импульсов с пьезодат-

чика за 1 мин. Смещаем датчик вдоль щели (координата y) каждый раз на 1—2 см и производим измерения в каждой точке. Изменяем угол α наклона кюветы два-три раза и повторяем все измерения с подсчетом числа ударов в единицу времени.

Строим графики зависимости $\ln v$ от координаты y для каждого значения угла α . По наклону полученных прямых методом наименьших квадратов получаем значение средней энергии ε шариков по формуле (7.24):

$$\Delta \ln v = - \frac{mg \sin \alpha}{\varepsilon} \Delta y.$$

Масса шарика приведена на установке.

Упражнение 2. Зависимость числа ударов от угла наклона кюветы

Закрепляем датчик в центре кюветы. Кювету располагаем почти горизонтально. Включаем вибраторы и измеряем частоту ударов. Изменяем наклон кюветы на 10° , вновь измеряем частоту ударов. Продолжаем измерения, наклоняя кювету каждый раз на 10° .

Из соотношения (7.24) при постоянном значении координаты y и переменном α получим $\Delta \ln v = - \frac{mgy}{\varepsilon} \Delta(\sin \alpha)$.

Построим график зависимости $\ln v = f(\sin \alpha)$ и по наклону полученной прямой методом наименьших квадратов находим среднюю энергию ε .

Упражнение 3. Определение средней скорости частиц

Оставляем датчик в середине кюветы. Устанавливаем минимальный наклон кюветы. Включаем вибраторы и измеряем среднее число ударов за 1 мин. Так как диаметры шариков d_1 и датчика d_2 близки, то эффективная длина линии, вдоль которой происходят соударения шариков с датчиком, $l = \pi(d_1 + d_2)$. Число ударов шариков на отрезке l за единицу времени определено в (7.23). Среднее число шариков на единицу площади кюветы $n = N/a^2$, N — общее число шариков, a — ребро кюветы. Средняя скорость шариков равна

$$\langle v \rangle = \frac{va^2}{N(d_1 + d_2)}.$$

Для двух-трех напряжений на вибраторе находим среднюю скорость шариков, измерив среднее число ударов о датчик. Полученные из средней скорости кинетические энергии шариков сравниваем с вычисленными в упражнениях 1 и 2.

Упражнение 4. Изучение углового распределения скоростей

Оставляем датчик в середине кюветы. Поднимаем крышку кюветы вместе с датчиком и закрепляем на конце стержня пластинку. Поворачиваем пластинку каждый раз на $10\text{--}15^\circ$ относительно оси, совпадающей с осью датчика. Измеряем каждый раз число ударов о пластинку. Рекомендуется выполнить две серии измерений с наклонами кюветы $\alpha = 15$ и 25° . Результаты измерений числа ударов ν от угла поворота пластинки ψ наносятся на график в полярных координатах.

Контрольные вопросы

1. Нарисуйте график зависимости функции плотности скорости при двумерном движении от скорости.
2. В основе какого газового закона лежит изотропность распределения Максвелла?
3. Что моделирует постоянство числа частиц в кювете?
4. Что моделирует наклон кюветы?
5. Что моделирует напряжение на вибраторах?
6. Выведите выражение (7.22).
7. Выведите выражение (7.23).

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. § 9, 10.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. 2. М.: Наука, 1975. § 77.

Лабораторная работа 7.3

ИЗУЧЕНИЕ СЛУЧАЙНЫХ БЛУЖДАНИЙ

Введение. Целью работы является приложение статистических законов, описывающих броуновское движение, к случайным блужданиям тела, обусловленным большим числом случайных воздействий.

Оборудование работы состоит из электромеханической модели, имитирующей случайные движения частицы, источника переменного напряжения и секундомера. Электромеханическая модель приведена на рис. 7.7. В кювете размером 20×20 см² находится 15—20 шариков из винипласта диаметром 5 мм. По стенкам кюветы расположены электромеханические вибраторы, напряжение на которых контролируется вольтметром. Сверху кювета закрыта прозрачной крышкой, на которую нанесена координатная сетка. При включении напряжения вибраторы начинают колебаться и приводят в движение шарики. Хаотическое движение шариков моделирует движение молекул газа при некоторой температуре. Среди шариков в кювету помещена шайба несколько большего размера, чем шарики. Перемещение шайбы по дну кюветы определяется случайными воздействиями со стороны шариков. Положение шайбы фиксируется по коор-

динатной сетке с точностью до двух миллиметров. Кювета имеет легкий наклон, чтобы шарики не застревали в центре кюветы.

Случайное блуждание шайбы по дну кюветы имитирует движение броуновской частицы, взвешенной в жидкости или газе. Количественное экспериментальное изучение броуновского движения дает возможность подтвердить те статистические закономерности, которым подчинены флуктуационные явления.

В работах Эйнштейна и Смолуховского (1905—1906) приведена полная количественная теория броуновского движения. Пусть в некоторой среде взвешена малая, но макроскопическая частица массы m . Положение частицы определяется координатой l , например расстоянием от некоторой плоскости. Вместо движения одной частицы рассмотрим, согласно Эйнштейну, множество одинаковых частиц, совершающих броуновское движение. Найдем количество частиц, проходящих через некоторую поверхность в среде.

Пусть $n(l)$ — число частиц в единице объема, находящихся на расстоянии $l-l+dl$ от поверхности $l=0$. Пусть $\Delta = \sqrt{\langle \Delta l^2 \rangle}$ — среднеквадратичное смещение частиц за малый промежуток времени τ . Тогда через единичную поверхность за время τ пройдет в среднем $\frac{1}{2} n \left(l - \frac{\Delta}{2} \right) \Delta$ частиц, движущихся слева направо и $\frac{1}{2} n \left(l + \frac{\Delta}{2} \right) \Delta$ — в обратную сторону. В результате поток частиц через единичную поверхность, если $n(l)$ — медленно меняющаяся функция и Δ мало по сравнению с l , $j \approx -\frac{\Delta^2}{2\tau} \frac{\partial n}{\partial l}$. Поток вещества пропорционален градиенту ее концентрации и направлен в сторону ее уменьшения. Коэффициент пропорциональности есть коэффициент диффузии $D = \frac{\Delta^2}{2\tau}$. Среднеквадратичное смещение частиц пропорционально корню квадратному из времени наблюдения $\Delta = \sqrt{\langle \Delta l^2 \rangle} = \sqrt{2D\tau}$.

Приведенный расчет свободен от зависимости от числа частиц, следовательно, справедлив и для одной частицы. Для сферических частиц радиуса r $D = \frac{kT}{6\pi\eta r}$, η — коэффициент вязкости и $\Delta^2 = \frac{kT\tau}{3\pi\eta r}$. Для нашей модели можно считать $\Delta^2 = A\tau$, где A — постоянная величина, учитывающая размеры и сопротивление движению шайбы.

Упражнение. Изучение зависимости среднего квадрата отклонения от времени измерения

Шайба помещается вблизи центра кюветы. Записывают ее координаты x_0 и y_0 . Включают напряжение и по вольтметру устанавливают значение V_1 на вибраторах. Затем замыкают ключ и одновременно начинают отсчет времени по секундомеру. Через 5 с выключают ключом вибраторы и записывают координаты шайбы x_1 и y_1 . Такие измерения через 5 с производят не менее 10 раз. Затем серию из 10 измерений необходимо выполнить, делая интервалы времени измерений по 10, 20 и 30 с.

После этого устанавливают другое напряжение на вибраторах V_2 (как и V_1 , указанное на установке) и вновь проводят серии по 10 измерений с интервалами 5, 10, 20 и 30 с.

Если во время измерений указатель шайбы выходит за пределы координатной сетки, то необходимо выключить вибраторы, открыть крышку кюветы (сдвинув ее в сторону) и переставить шайбу к центру кюветы. После этого надо закрыть крышку, записать новые координаты и начать серию из 10 измерений вновь.

Результаты измерений следует заносить в таблицу, образец которой приводится.

Таблица 7.1

	x_i	Δx_i	y_i	Δy_i	Δx_i^2	Δy_i^2	$\Delta l_i^2 = \Delta x_i^2 + \Delta y_i^2$	
0	x_0	—	y_0	—				
1	x_1	$x_1 - x_0$	y_1	$y_1 - y_0$				$\langle \Delta l^2 \rangle =$ $\sigma(\Delta l^2) =$ $v =$ $\tau =$
2	x_2	$x_2 - x_1$	y_2					
.	.	.	.					
.	.	.	.					
10	x_{10}	$x_{10} - x_9$						

В отчете следует привести графики зависимости $\langle \Delta l^2 \rangle$ от τ для двух значений напряжения на вибраторах. Постоянство напряжения на вибраторах означает постоянство «температуры», поэтому, если точки графика $\langle \Delta l^2 \rangle = f(\tau)$ при одном значении напряжения ложатся на одну прямую, можно говорить о постоянстве сопротивления. В этом случае измерения при двух напряжениях на вибраторах дают возможность найти отношение «температур», при которых производились измерения. Действительно, если при одинаковом времени измерения средние квадраты смещений при напряжениях V_1 и V_2 Δ_1^2 и Δ_2^2 соответственно, то $\frac{T_2}{T_1} = \frac{\Delta_2^2}{\Delta_1^2}$. Надо найти эти отношения для че-

тырех значений τ и представить в виде графика зависимости $\frac{T_2}{T_1} = f(\tau)$.

Контрольные вопросы

1. В каких легко доступных наблюдениям физических явлениях можно невооруженным глазом видеть результаты броуновского движения?
2. Как зависит средний квадрат смещения броуновской частицы от температуры, размера, массы частицы?
3. Как согласуется неуничтожаемость броуновского движения частицы с неминуемыми потерями ею энергии при движении в вязкой среде?
4. Флуктуациями какой характеристики среды обусловлено броуновское движение?
5. Что моделирует напряжение на вибраторах в электромеханической модели?
6. Как зависит наклон экспериментальной прямой $\langle \Delta l^2 \rangle = f(\tau)$ при постоянном напряжении на вибраторах от этого напряжения?
7. Как из наблюдений движения броуновских частиц можно определить постоянную Больцмана?

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981.

Лабораторная работа 7.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ

СТАТИСТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

НА ЭВМ

Введение. Целью работы являются моделирование на ЭВМ прямоугольного распределения и моделирование функции плотности для суммы двух, трех и шести случайных величин, каждая из которых распределена прямоугольно. Иллюстрируется переход к нормальному распределению при увеличении числа слагаемых. Рассматривается модель распределения Максвелла по абсолютной величине скорости.

Оборудование работы состоит из вычислительного комплекса МЭРА-60, схема комплекса приведена на рис. 7.8. В состав комплекса входят следующие приборы: центральный процессор (ЦП), накопитель на гибких магнитных дисках (ГМД), алфавитно-цифровой дисплей (АЦД), цветной графический растровый дисплей (ЦРД), интерфейсные платы для связи ЦП с периферийными устройствами. Программа работы записана на языке ФОРТРАН на гибкий магнитный диск и перед работой вводится в память ЭВМ. После ввода программы дальнейшего общения ЦП и ГМД не происходит.

Отдельные задания работы могут выполняться независимо друг от друга. Предусмотрен диалоговый режим работы. Для повторного запуска программы служит команда RUN M225F2 с последующим нажатием клавиши (CR). При этом происходит

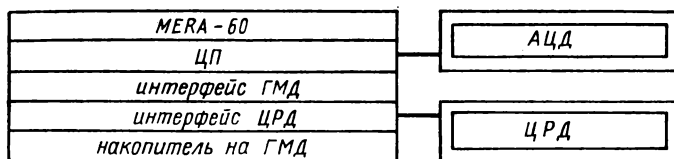


Рис. 7.8. Блок-схема установки

обращение к ГМД. Последовательность выполнения операций (построение гистограмм, вычисление интегральных функций распределения, добавление точек) может изменяться по выбору работающего. Пояснения к клавиатуре АЦД указаны в инструкции на установке.

Упражнение 1. Моделирование прямоугольного распределения

Датчиком случайных величин задается прямоугольное распределение на отрезке $[0, a]$. Значения a , так же как и число интервалов или бинов для построения гистограмм, задаются согласно рекомендациям к работе для каждого работающего отдельно.

Строят гистограммы для статистики $n=10$, затем $n=100$ и 1000 по таблицам, выведенным на экран АЦД, и наблюдают соответствующие гистограммы на экране ЦРД.

В отчете должны быть представлены нормированные гистограммы по статистике $n=10, 100, 1000$, теоретические распределения, значения выборочных и теоретических средних величин и стандартных отклонений. Следует показать, что по мере увеличения статистики выборочные средние и стандартные отклонения и сами гистограммы приближаются к теоретическим значениям. Для этого надо построить графики зависимости выборочных среднего и стандартного отклонений от $\lg n$, добавив еще две точки $n=32$ ($\lg 32 \approx 1,5$) и $n=316$ ($\lg 316 \approx 2,5$).

На одном графике надо представить интегральные функции распределения по статистике $n=10, 100, 1000$, а также теоретические кривые.

Упражнение 2. Моделирование суммы двух и трех равномерно распределенных случайных величин

В обоих случаях рекомендуется взять $n=1000$. Исходные интервалы и число бинов как в первом упражнении. Строятся

нормированные гистограммы. В каждом случае определяется теоретическая функция плотности вероятности, построенная на том же графике, что и гистограмма.

Находят выборочные и теоретические средние и стандартные отклонения. Представляют интегральные функции распределения на том же графике, что и для упражнения 1. На этом графике по оси абсцисс откладывают для каждого распределения величины $\pm\sigma$, $\pm 2\sigma$ и $\pm 3\sigma$.

Упражнение 3. Приближение к нормальному распределению

Распределение суммы m ($m=6$) случайных величин, имеющих прямоугольное распределение, близко к нормальному. В настоящем упражнении распределение строится не на интервале $[0, ma]$, а на интервале $[0, a]$.

Введем на отрезке $[0, a]$ вместо случайной величины ξ другую случайную величину η со средним значением нуль и дисперсией единица:

$$\eta = \left(\xi - \frac{a}{2} \right) / \frac{a}{\sqrt{12}}, \quad \xi = \sum_{i=1}^m \xi_i. \quad (7.25)$$

Если функцию плотности случайной величины η умножить на стандартное отклонение $\sigma = \frac{a}{\sqrt{12}}$, то при возрастании числа слагаемых функция плотности суммы случайных величин приближается к нормальному распределению со средним значением нуль и стандартным отклонением единица:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp[-x^2/2]. \quad (7.26)$$

Надо показать, что нормированная гистограмма суммы m ($m=6$) одинаково прямоугольно распределенных случайных величин достаточно близка к функции нормального распределения. Теоретическая кривая функции плотности для отрезка $[0, a]$ имеет вид при $\langle x \rangle = a/2$ и $\sigma = \frac{a}{\sqrt{12}}$

$$f(x) = \frac{\sqrt{12}}{\sqrt{2\pi}a} \exp[-6(x - \langle x \rangle)^2/a^2].$$

Как в предыдущем упражнении, вводим $n=1000$, значения a и число бинов прежние. Строятся нормированная гистограмма и теоретическая функция плотности. Строим интегральную функцию распределения и определяем долю случаев в процентах, когда случайная величина лежит в интервале $\pm\sigma$, $\pm 2\sigma$ и $\pm 3\sigma$. Сравниваем эти значения с теоретическими.

Упражнение 4. Моделирование распределения Максвелла

Распределение Максвелла для скоростей газовых молекул (7.13) выведено из утверждения, что проекции скоростей распределены по нормальному закону (7.11). Случайная величина абсолютного значения скорости записывается через компоненты скорости как

$$\eta = \sqrt{\eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2}. \quad (7.27)$$

В общем виде распределение Максвелла имеет вид

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \right)^3 \exp[-v^2/2\sigma^2] v^2, \quad (7.28)$$

где $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ через проекции на декартовы оси координат. Для газовых молекул $\sigma^2 = \frac{kT}{M}$.

В настоящей работе для трех случайных величин η_i ($m=6$) строится нормированная гистограмма случайной величины η (7.27) и сравнивается с функцией плотности (7.28). Исходные случайные величины ξ распределены прямоугольно на интервале $[0, a]$, т. е. каждая величина η_i имеет распределение Гаусса с дисперсией σ^2 на интервале $[-ma/2, ma/2]$. Случайная величина η распределена на интервале $[0, ma\sqrt{3}/2]$ и имеет распределение Максвелла с температурой $T = M\sigma^2/k$, M — масса молекулы газа, k — постоянная Больцмана, σ^2 — дисперсия величины η_i .

По запросу с экрана АЦД вводятся необходимые величины: $n=1000$, число бинов ≤ 32 , дисперсия σ^2 от 0,25 до 1, например $\sigma^2=0,9$ и $\sigma^2=1$ для двух работающих. Необходимо вычислить температуру T , считая газ азотом.

Каждый работающий строит нормированную гистограмму для одной температуры, сравнивает ее с кривой распределения Максвелла (7.28) и находит значения выборочных и теоретических наивероятных, средних и среднеквадратичных значений скорости.

По интегральной функции распределения определяют число молекул, скорости которых больше наивероятной, больше средней, больше среднеквадратичной.

Контрольные вопросы

1. Что утверждает центральная предельная теорема теории вероятности?
2. Покажите, что если каждая из двух случайных величин распределена по нормальному закону, то сумма этих случайных величин также распределена по нормальному закону.
3. Каков физический смысл функции распределения? Приведите пример.

4. Каков смысл функции плотности вероятности?
5. Что такое выборочное среднее? Выборочное стандартное отклонение?
6. Что такое свертка двух распределений?
7. Изобразите графически функцию распределения для прямоугольного распределения, для треугольного.
8. Изобразите графически распределение Максвелла для двух разных температур.
9. Найдите стандартное отклонение для компоненты скорости азота при комнатной температуре.

Литература

1. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981.
2. Деденко Л. Г., Керженцев В. В. Математическая обработка результатов эксперимента. М.: Изд-во МГУ, 1977.
3. Тэйлор Дж. Введение в теорию ошибок. М.: Мир, 1985.
4. Пытьев Ю. П., Шишмарев И. А. Курс теории вероятностей и математической статистики для физиков. М.: Изд-во МГУ, 1983.

Лабораторная работа 7.5 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ

Введение. Целью настоящей работы является экспериментальное изучение распределения термоэлектронов по энергиям методом задерживающего потенциала.

Оборудование работы состоит из электронной лампы (пентод 6П9) с оксидным катодом, стабилизированных источников питания, микроамперметра и вольтметров.

Сетки и анод пентода 6П9 представляют собой коаксиальные цилиндры, на оси которых расположен катод. Радиус катода значительно меньше радиуса анода.

При эмиссии с катода из чистого металла электроны имеют близкое к максвелловскому распределение по скоростям и соответственно по энергиям. Из экспериментальных измерений тока анода в зависимости от величины задерживающего потенциала можно, например, определить температуру электронов по формуле (7.19).

В многосеточных лампах с оксидным катодом электроны испытывают действие многих факторов: поле сеток лампы, микрополе на поверхности оксидного катода, пространственный заряд вблизи катода и др. Все эти факторы влияют на распределение электронов, которое уже нельзя считать максвелловским.

Меньше всего влияют различные искажения на быстрые электроны. Поэтому можно с некоторым приближением считать, что для быстрых электронов сохраняется то распределение, которое имело место при выходе электронов из катода. Так, быстрые электроны сохраняют информацию о первичном

распределении при температуре, соответствующей температуре катода.

Схема установки приведена на рис. 7.9. На первую сетку относительно катода подается положительное напряжение U_1 от источника напряжения ИП1. Напряжение U_1 изменяется от 0 до 1,5 В. Задерживающее поле U_2 создается между первой и второй сетками от источника питания ИП2 и изменяется от 0 до 5 В.

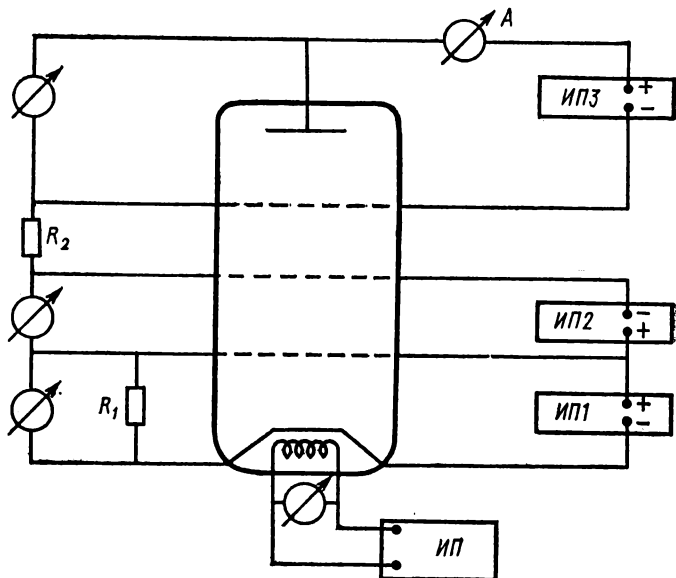


Рис. 7.9. Схема включения пентода для использования метода задерживающего потенциала

Электроны, преодолевшие задерживающее поле, ускоряются полем U_3 между третьей сеткой и анодом. Это поле создается источником ИП3. В цепь анода включен микроамперметр А. Напряжение накала катода подается от источника постоянного тока ИП и регулируется от нуля до 6,3 В.

В работе определяют функцию плотности распределения электронов по энергиям $f(\epsilon)$. Распределение по энергиям однозначно зависит от распределения по радиальным скоростям v_r , так как компоненты скорости вдоль оси катода практически не влияют на анодный ток пентода.

Если электроны попадают в тормозящее поле между первой и второй сетками, то к аноду пройдут только электроны, которые обладают достаточной энергией $\epsilon \gg eU = e(U_1 + U_2)$, U — разность потенциалов между второй сеткой и катодом. Зависи-

мость анодного тока от задерживающего потенциала (кривая задержки) записывается как

$$I = A \int_{eU}^{\infty} f(e) de, \quad (7.29)$$

A — токовая постоянная, определяется геометрией электродов.

Получив экспериментально кривую задержки $I(U)$, находим функцию плотности распределения электронов по энергиям. Действительно, продифференцировав (7.29) по напряжению U , получим

$$z(U) = \frac{dI}{dU} = Bf(eU)$$

— функцию, с точностью до постоянного множителя совпадающую с искомой функцией плотности.

Зная функцию плотности, можно найти важные характеристики ансамбля электронов. Например, средняя энергия электронов выражается соотношением

$$\langle e \rangle = \frac{\int_0^{\infty} ef(e) de}{\int_0^{\infty} f(e) de}. \quad (7.30)$$

Упражнение. Получение вольт-амперной характеристики лампы при наличии задерживающего потенциала

Включаем накал лампы и устанавливаем напряжение накала 6,3 В. Включаем источники питания ИП1, ИП2 и ИП3. Напряжение U_1 ставим по рекомендации на установке, $U_3 = 20$ В. После нескольких минут прогрева приборов снимаем зависимость анодного тока I от напряжения между первой и второй сетками U_2 . Напряжение изменяем через 0,2 В от 0 до 5 В. Аналогично получаем зависимость $I(U_2)$ при другом напряжении накала катода, значение которого указано на установке.

Вновь устанавливаем нормальное напряжение накала 6,3 В и снимаем зависимость $I(U_2)$ при другом напряжении U_1 , указанном на установке.

Для обработки результатов следует построить графики зависимости тока I от напряжения $U = U_1 + U_2$. Кривые $I(U)$ надо графически продифференцировать. Для этого ось абсцисс разбивается на равные интервалы, определяется разность значений тока ΔI на концах интервала. Отношение $z(U) = \Delta I / \Delta U$ дает среднее значение производной в центре интервала. Построим графики функции $z(U)$. Определяем величину U_{\max} , соответ-

ствующую максимуму функции плотности. Находим энергию $\epsilon_{\max} = eU_{\max}$.

Среднюю энергию электронов $\langle \epsilon \rangle$ находим, произведя графическое интегрирование функции $z(U)$. Для этого разбиваем ось абсцисс на равные интервалы ΔU . Пусть z_i — значение функции $z(U)$ в центре интервала ΔU . Найдем сумму $S_1 = \sum_i z_i \Delta U$ по всем интервалам, для которых сделаны измерения. Аналогично находим сумму $S_2 = \sum_i z_i U_i \Delta U$, где U_i — значение напряжения U в середине интервала ΔU . Средняя энергия электронов равна $\langle \epsilon \rangle = \frac{eS_2}{S_1}$.

Контрольные вопросы

1. Почему распределение электронов по энергиям в пентоде нельзя считать максвелловским?
2. Как записывается функция плотности при максвелловском распределении по энергиям?
3. Каков физический смысл максимальной энергии?
4. Как экспериментально определяется средняя энергия?
5. Как определяется температура электронов?
6. Как производится графическое дифференцирование?
7. Как производится графическое интегрирование?

Литература

1. Сивухин Д. В. Общий курс физики. М.: Наука, 1977. Т. 3. § 101, 102.

Лабораторная работа 7.6 ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ

Введение. Целью работы являются изучение свойств газового разряда в гелии зондовым методом, разделение ионного и электронного токов зонда и измерение температуры электронов.

Оборудование работы состоит из газоразрядной трубки, источников питания на 200 и 50 В, цифрового вольтметра и других электроизмерительных приборов.

Плазмой называется газообразная смесь нейтральных молекул, электронов и ионов. Плазма электрически квазинейтральна, т. е. $n_e \approx n_i$ — концентрации электронов и ионов приблизительно равны. Обычно концентрация электронов много меньше концентрации нейтральных молекул $n_e \ll n_0$.

Газовый разряд создается в трубке с анодом и накаливаемым катодом. Область газового разряда состоит из трех частей: анодной области, примыкающей к аноду, катодной области и

промежуточной области положительного столба. В анодной и катодной областях резко изменяется потенциал поля. В области положительного столба потенциал меняется меньше, напряженность поля практически постоянна. Наше рассмотрение ограничено областью положительного столба.

При движении в электрическом поле E электроны приобретают энергию $\varepsilon = eE\lambda_E$, где λ_E — проекция длины свободного пробега на направление E . Чаще всего электроны сталкиваются с нейтральными молекулами, в результате чего хаотически рассеиваются. Столкновения электронов с атомами происходят по закону упругого соударения (ионизация и возбуждение происходят сравнительно редко). При упругом соударении электрона массы m с атомом массы M электрон теряет малую долю энергии $\Delta\varepsilon = \frac{2m}{M} \langle \varepsilon \rangle$, $\Delta\varepsilon \ll \langle \varepsilon \rangle$, так как $m \ll M$, где $\langle \varepsilon \rangle$ — средняя энергия хаотического движения электронов. От удара к удару электрон в поле приобретает энергию, пока не установится равновесие $\Delta\varepsilon = \varepsilon$ и $\langle \varepsilon \rangle = \frac{M}{2m} \varepsilon$, т. е. $\langle \varepsilon \rangle \gg \varepsilon$.

Средняя длина свободного пробега электрона $\lambda_E = \frac{1}{2} \frac{eE\tau^2}{m}$, где τ — среднее время между соударениями, или через частоту соударений электрона $\nu = \frac{1}{\tau}$ $\lambda_e = \frac{1}{2} \frac{eE}{m\nu^2}$. Тогда средняя энергия хаотического движения электрона

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{M}{4} \left(\frac{eE}{m\nu} \right)^2. \quad (7.31)$$

Для гелия с достаточной точностью можно считать $\nu = 2,5 \cdot 10^9 p$, где p — давление газа в Торр. Благодаря тому что потери энергии электронов при соударении с нейтральными атомами малы, а при свободном пробеге в поле они набирают энергию, температура электронов значительно больше температуры нейтрального газа. Температура ионов близка к температуре газа. Таким образом, в плазме нет термодинамического равновесия между электронами и нейтральным газом. После выключения поля равновесие быстро восстанавливается.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 7.10. Схема состоит из блока газоразрядной трубки (БРТ), источника питания трубки (ИП1) с вольтметром, источника питания зондовой цепи (ИП2) с выносным вольтметром (В1) и цифрового вольтметра (В2). В блоке газоразрядной трубки находятся: трубка T с зондами Z , анодное сопротивление $R = 1$ кОм для ограничения анодного тока, милливольтметр для измерения тока разряда, колеброванное сопротивление $R_0 = 100$ Ом, переключатель полярности напряжения на зонды и тумблер изменения режима работы с одним зондом 31 или с двумя 32.

Газоразрядная трубка заполнена гелием при давлении 1,5 Торр. Ток в цепи зонда измеряется по падению напряжения на сопротивлении R_0 . Сопротивление R_0 значительно меньше сопротивления участка плазмы, входящей в цепь зонда, поэтому напряжение на сопротивлении R_0 пропорционально току на зонд. Это напряжение измеряется цифровым вольтметром В2.

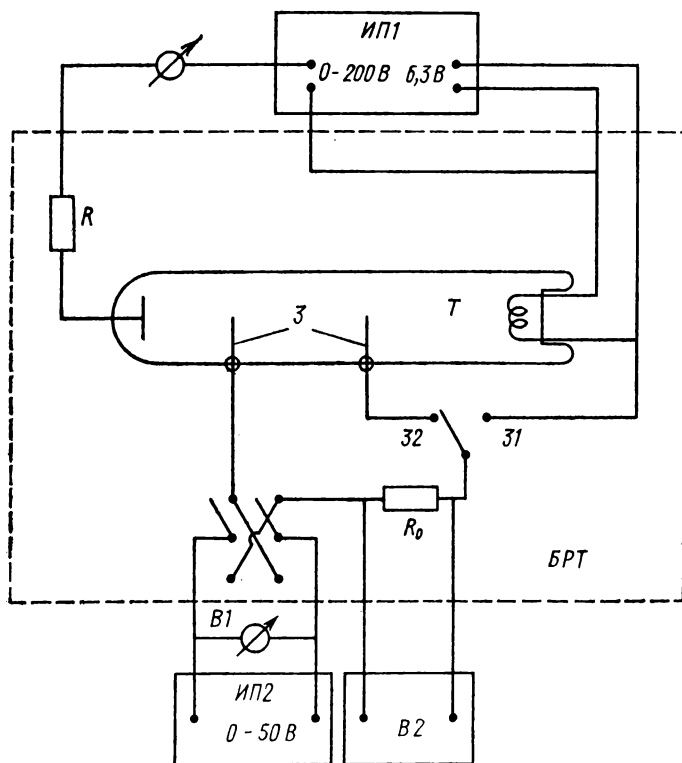


Рис. 7.10. Схема установки для снятия зондовых характеристик

Переключатель диапазонов вольтметра должен быть поставлен в положение 1 В. В этом случае погрешность измерения 1 мВ, что соответствует погрешности при измерении тока зонда 10 мкА.

Рассмотрим цилиндрический зонд, не соединенный с источником напряжения. На зонд попадают электроны и ионы. Полный ток зонда равен нулю: $I_e + I_i = 0$. Электроны чаще попадают на зонд, так как их скорость больше, чем у ионов, зонд заряжается отрицательно относительно плазмы на потенциал U . Возникает электрическое поле, тормозящее электроны и притягивающее ионы. В условиях настоящей работы область, где

возникает скачок потенциала U , представляет собой тонкий слой вокруг зонда толщиной около 0,1 мм.

Концентрация электронов в слое вокруг зонда на расстоянии r от его оси при максвелловском распределении электронов при температуре T_e по скоростям определяется законом Больцмана:

$$n_e(r) = n_e \exp \left[-\frac{eU(r)}{kT_e} \right],$$

n_e — концентрация электронов вне слоя. У поверхности зонда концентрация электронов равна $n_e(r_0) = n_e \exp \left(-\frac{eU}{kT_e} \right)$, где r_0 — радиус зонда, U — потенциал зонда относительно плазмы. Очевидно, электронный ток зонда I_e зависит от потенциала зонда U как

$$I_e = A \exp \left(-\frac{eU}{kT_e} \right). \quad (7.32)$$

При росте потенциала зонда растет ток зонда I_e . Из формулы (7.32) следует, что $\ln|I_e|$ является линейной функцией потенциала зонда относительно плазмы. На рис. 7.4 представлена зависимость полного тока $I = I_e + I_i$ на зонд от величины U . Ось положительных токов направлена вниз. При большом отрицательном потенциале U преобладает ионный ток. С ростом потенциала U ионный ток изменяется мало, а электронный — сильно. Ионную компоненту полного тока I_i для $U < 0$ можно найти, экстраполируя ионную ветвь вольт-амперной характеристики на

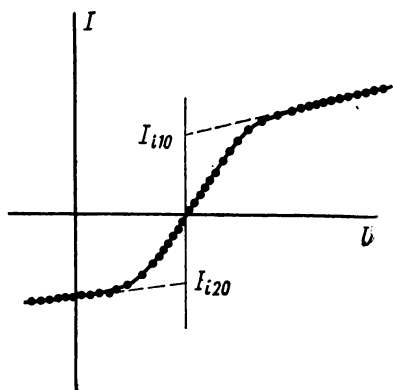


Рис. 7.11. Двухзондовая характеристика

рис. 7.4 пунктирная линия). Электронный ток получаем после вычитания из полного тока I ионного тока I_i . Температура электронов находится из вольт-амперной зондовой характеристики по формуле (7.20).

Рассмотрим два зонда, введенные в плазму и соединенные снаружи электрической цепью с источником напряжения U . Пусть U_{12} — разность потенциалов в плазме между точками вблизи одного и другого зондов. Тогда $U = U_{12} + (U_2 - U_1)$, где U_2 и U_1 — потенциалы зондов относительно плазмы. Вольт-амперная характеристика двухзондовой цепи представлена на

рис. 7.11. Полный ток в цепи зондов равен сумме электронного и ионного токов на первый зонд $I_{e1} + I_{i1}$ и равен сумме токов с обратным знаком на второй зонд $I_{e2} + I_{i2}$:

$$I = I_{e1} + I_{i1} = -(I_{e2} + I_{i2}). \quad (7.33)$$

Если напряжение во внешней цепи $U = U_{12}$, то полный ток в цепи зондов равен нулю и

$$I_{i1} = -I_{e1}, \quad I_{i2} = -I_{e2}. \quad (7.34)$$

Если на первый зонд относительно второго подать большое отрицательное напряжение, то первый зонд будет собирать в основном положительные ионы. В этом случае из условия (7.33) следует, что $I \approx I_{i1}$. Аналогично, если на второй зонд подать относительно первого большое отрицательное напряжение, то ток в цепи будет определяться ионным током $I \approx I_{i2}$. Рассмотрим вольт-амперную характеристику вблизи точки, где $U = U_{12}$ ($I = 0$). Для каждого зонда выполняется условие (7.32), и, следовательно, существует электрическое поле, тормозящее электроны. Из (7.32) для каждого зонда запишем

$$\begin{aligned} \frac{d}{dU} (\ln I_{e1}) &= -\frac{e}{kT_e} \frac{dU_1}{dU}, \\ \frac{d}{dU} (\ln I_{e2}) &= -\frac{e}{kT_e} \frac{dU_2}{dU} \quad (U = U_{12}). \end{aligned} \quad (7.35)$$

Так как токи ионов вблизи точки $U = U_{12}$ меняются слабо, продифференцируем (7.33) по U , получим

$$\frac{dI}{dU} \approx \frac{dI_{e1}}{dU} = -\frac{dI_{e2}}{dU} \quad (7.36)$$

и

$$1 = \frac{dU_2}{dU} - \frac{dU_1}{dU}. \quad (7.37)$$

Вычитая из второго уравнения (7.35) первое и используя соотношения (7.36), (7.37) и (7.34), получим окончательно

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{I_{i10} I_{i20}}{I_{i10} + I_{i20}} \frac{1}{dI/dU} \quad (U = U_{12}). \quad (7.38)$$

Значение dI/dU определяется по наклону вольт-амперной зондовой характеристики вблизи точки $U = U_{12}$. Токи I_{i10} , I_{i20} находят экстраполяцией ионных ветвей характеристики до $U = U_{12}$ ($I = 0$). В этой точке приложенное напряжение U равно разности потенциалов точек плазмы U_{12} . Это позволяет найти напряженность поля E в плазме, если расстояние между зондами L :

$$E = \frac{U_{12}}{L} = \frac{U}{L}. \quad (7.39)$$

Упражнение 1. Определение температуры электронов по двухзондовой вольт-амперной характеристике

Ставим тумблер на БРТ (рис. 7.10) в положение 32. Включаем блок питания ИП1, загорается сигнальная лампочка, и подается напряжение накала катода. Прогреваем катод 5 мин. После этого ручкой регулировки напряжения устанавливаем по вольтметру на панели прибора ИП1 150—180 В. Если разряд не возникает, надо обратиться к преподавателю или лаборанту. После зажигания разряда ручкой регулировки напряжения устанавливаем ток разряда 50 мА.

Включаем ИП2 и цифровой вольтметр. Устанавливаем напряжение на зондах 50 В. Снимаем вольт-амперную зондовую характеристику $I=f(U)$, изменяя напряжение U от 50 В до нуля, затем переключаем полярность для изменения знака напряжения U и вновь доводим значение U до 50 В. Особенно тщательно следует снимать точки вблизи $I=0$ и на концах кривой для более надежной экстраполяции ионного тока.

Обработка результатов эксперимента состоит в построении графика $I=f(U)$ и нахождении токов I_{i10} и I_{i20} . Токи на графике можно откладывать в произвольных, но одинаковых для всех токов единицах. По графику находим производную вблизи точки $I=0$. Определяем среднюю энергию kT_e в эВ и температуру электронов T_e .

Упражнение 2. Определение температуры электронов по однозондовой вольт-амперной характеристике

Переключаем тумблер на панели БРТ в положение 31. Ток разряда 50 мА. Первоначальное напряжение на зонде равно нулю. Снимаем вольт-амперную характеристику в диапазоне напряжений, указанном на установке, особенно тщательно производим измерения вблизи точки, где $I=0$. Это необходимо для более надежной экстраполяции ионного тока. Повторяем измерения для разрядного тока в трубке 60 мА.

Наносим полученные значения на графики $I=f(U)$. Находим ионный ток, как показано на рис. 7.4 пунктирной линией. Строим на графике кривую электронного тока по точкам и заносим значения $I_e=f(U)$ в таблицу.

На график наносим зависимость $\ln|I_e|=f(U)$. По наклону полученной прямой находим температуру электронов по формуле (7.20).

Контрольные вопросы

1. Покажите графически изменения потенциала и напряженности электрического поля в газоразрядной трубке.
2. Нарисуйте схему установки.
3. Что измеряет цифровой вольтметр?

4. Какие участки можно выделить на вольт-амперной характеристике при работе с одним зондом? С двумя?
5. Чем объясняется сложная форма двухзондовой характеристики?
6. Как определяется температура электронов?
7. Почему температура электронов отличается от температуры ионов в плазме газового разряда?

Литература

1. Русанов В. Д. Современные методы исследования плазмы. М.: Атомиздат, 1962. Гл. 4.
2. Специальный физический практикум. М.: Изд-во МГУ, 1977. Ч. 2. С. 109—118.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 1

Основные физические константы

Величина	Числовое значение	Относительная погрешность, 10^{-6}
Постоянная Больцмана	$k=1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К	32
Постоянная Планка	$h=6,626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с	5,4
Число Авогадро	$N=6,02200943 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$	1,0
Атомная единица массы	1 а.е.м.=1,660555·10 $^{-27}$ кг	5,1
Газовая постоянная	$R=8,31441$ Дж/моль·К	31
Объем 1 моля газа при нормальных условиях	$V=22,41383 \cdot 10^{-3}$ м 3 /моль	31
Постоянная Стефана—Больцмана	$\sigma=5,67032 \cdot 10^{-8}$ Вт/м 2 ·К 4	125
Постоянная Вина	$b=2,89782 \cdot 10^{-3}$ м·К	10
Заряд электрона	$e=1,6021892 \cdot 10^{-19}$ Кл	2,9
Масса покоя электрона	$m_e=0,9109534 \cdot 10^{-30}$ кг	5,1
Энергия, 1 электронвольт	1 эВ=1,60202·10 $^{-19}$ Дж	
Температура, соответствующая 1эВ	$T=11606$ К	

Таблица 2

Физические параметры некоторых чистых веществ:
 M — молекулярный вес, ρ — плотность (при 20 °C),
 α — температурный коэффициент линейного расширения,
 K — коэффициент теплопроводности (при 20 °C)

Элемент	Символ	M , г/моль	ρ , г/см ³	α , 10 ⁻⁶ ·K ⁻¹	K , Вт/(К·м)
Алюминий	Al	26,98	2,7	22,6	207
Вольфрам	W	183,85	18,6	4,3	130
Германий	Ge	72,59	5,46	5,8	60,3
Железо	Fe	55,85	7,87	12,1	75
Золото	Au	196,97	19,3	14	310
Индий	In	114,82	7,28	30,5	88
Кремний	Si	28,08	2,42	2,3	167
Магний	Mg	24,30	1,74		165
Медь	Cu	63,54	8,93	16,6	400
Молибден	Mo	95,94	9,0	5,2	162
Никель	Ni	58,71	8,7	14	92
Олово	Sn	118,69	7,3		65
Платина	Pt	195,09	21,4	9	74
Ртуть	Hg	200,59	13,5		8,4
Свинец	Pb	207,02	11,3	28,3	34,9
Тантал	Ta	180,94	16,6	6,2	63
Титан	Ti	47,90	4,5	7,7	15,5
Графит	C	12,01	2,25		114
Цинк	Zn	65,38	6,97	32	111

Таблица 3

Физические параметры некоторых чистых веществ:
 C_p — теплоемкость (при 20 °С), $T_{пл}$ — температура плавления,
 $T_{кип}$ — температура кипения, $q_{пл}$ — теплота плавления,
 $q_{исп}$ — теплота испарения

Элемент	c_p , Дж/(моль·К)	$T_{пл}$, °С	$T_{кип}$, °С	$q_{пл}$, кДж/моль	$q_{исп}$, кДж/моль
Алюминий	24,3	660	2447	10,7	294,7
Вольфрам	24,8	3380	5530	35,2	799
Германий	28,8	937	2830	29,8	334
Железо	25	1535		15,5	
Золото	25,2	1063	2700	12,8	324
Индий	26,7	156	2075	3,27	226
Кремний		1425	2355	46,5	394,5
Магний	24,6	649	1120	8,9	132
Медь	24,5	1083	2595	11,3	304
Молибден	23,8	2625	4800	27,6	594
Никель	25,8	1453	2800	17,8	381
Олово	25,8	232	2687	7,1	290
Платина	25,7	1769	4310	21,7	447
Ртуть	28	—38,8	357	2,29	59
Свинец	26,4	327	1751	4,77	179
Тантал	25,4	2996	5400	31,4	75,3
Титан	25	1668	3280	15,5	430
Графит	8,53	3500	3900		
Цинк	25,4	419	907	7,28	114,7

Таблица 4

Некоторые постоянные твердых тел при 20 °С:
 ρ — плотность, K — коэффициент теплопроводности,
 α — коэффициент теплового расширения (линейный)

Вещество	ρ , г/см ³	K , Вт/(К·м)	α , 10 ⁻⁶ ·К ⁻¹
Бронза	8,8	200	18
Дюралюминий	2,8	186	27
Инвар	8	11	1
Константан	8,8	21	16
Латунь	8,4—8,7	80—180	17—20
Сталь	7,5—7,9	40	10—13
Асбест	2—2,8	0,1	
Гипс	1—2,3	0,18—1,05	
Кварц (пл.)	2,65		1,46
Слюда	2,6—3,2		
Кирпич	1,4—2,2	1—1,3	3—9
Плексиглас	1,16—1,2	0,17—0,18	92—130
Резина	1,1	0,146	220
Стекло	2,4—2,8	0,7—1,13	6
Фарфор	2,3—2,8	1,05	2,5—6
Эбонит	1,15	0,17	84,2

Таблица 5

Температурная зависимость теплоемкости некоторых металлов,
 K , Дж/(К·моль)

Т, К	Медь	Никель	Железо	Вольфрам	Алюминий
250	23,9	24,4	23,56	23,69	23,25
400	25,15	28,79	27,41	26	25,61
600	26,4	34,64	31,55	25,8	28,12
1000	28,9	32,64	57,74	27,2	29,3
1500	31,4	36,4	43,29	26,9	

Таблица 6

Упругие константы и скорости звука в твердых телах:

E — модуль Юнга, μ — коэффициент Пуассона,

c_{\parallel} — скорость продольных волн, c_{\perp} — скорость поперечных волн,

c — скорость продольных волн в тонких стержнях

Вещество	E , 10^{10} ·Н/м ²	μ	c_{\parallel} , м/с	c_{\perp} , м/с	c , м/с
Алюминий	7,05	0,345	6400	3130	5240
Бетон			4750		
Вольфрам			5174	2842	
Дюралюминий			6400	3120	
Железо	19—20	0,29	5930		5170
Кварц (пл.)			5980	3760	5760
Латунь	9,7—10,	0,34—0,4	4500	2060	3340
Медь	10,5—13	0,34	4720		3790
Никель	20,4	0,28			4810
Полистирол			2350	1120	
Полиэтилен			2000		
Стекло (крон)	5,1—7,1	0,17—0,32	5700	3300	5000
Сталь	20—21	0,25—0,33	6000		5150
Эбонит			2500		

Физические параметры жидкостей при давлении 1 атм и температуре 20 °С:
 ρ — плотность, η и K — коэффициенты вязкости и теплопроводности,
 σ — коэффициент поверхностного натяжения, β — коэффициент теплового расширения,
 χ — сжимаемость

Вещество	Формула	ρ , г/см ³	η , 10 ⁻³ ·кг/мс	K , Вт/(м·К)	σ , 10 ⁻³ ·Н/м	β , 10 ⁻³ ·К ⁻¹	χ , 10 ⁻¹¹ , Па ⁻¹
Анилин	C ₆ H ₇ N	1,03	4,40	0,181	40,8	85	43,2
Ацетон	C ₃ H ₆ O	0,792	0,32	0,162	23,3	131	82
Бензол	C ₆ H ₆	0,897	0,65	0,143	29,2	124	87
Вода	H ₂ O	0,998	1,00		72,75	18	46,8
Глицерин	C ₃ H ₈ O ₃	1,26	1495,0	0,283	63,4	50	22,1
Спирт (мет.)	CH ₄ O	0,792	0,578	0,203	23,0	122	79,4
Спирт (эт.)	C ₂ H ₆ O	0,789	1,2	0,161	22,75	110	96
Сероуглерод	CS ₂	1,293	0,38			121	80,95
Толуол	C ₇ H ₈	0,867	0,61	0,134		109	
Четыреххл. углерод	CCl ₄	1,595	0,972	0,101	27		91,6
Уксусная кислота	C ₂ H ₄ O ₂	0,049	1,27	0,166		107	
Эфир (эт.)	C ₄ H ₁₀ O	1,714	0,242		19,96	163	

Тепловые константы для жидкостей:

c — теплоемкость (при 20 °С), $T_{пл}$, $T_{кип}$ — температуры плавления и кипения, $T_{кр}$, $P_{кр}$ — критические температура и давление, $\rho_{кр}$ — критическая плотность, $q_{пл}$, $q_{исп}$ — удельная теплота плавления и испарения

Вещество	C , Дж/(г·К)	$T_{пл}$, °С	$T_{кип}$, °С	$T_{кр}$, °С	$P_{кр}$, 10^{-5} Па	$\rho_{кр}$, г/см ³	$q_{пл}$, Дж/г	$q_{исп}$, Дж/г
Анилин	2,15	—6	184	426	52,4	0,340	87,5	458,9
Ацетон	2,18	—95	56,5	235	47	0,278	82	521,2
Бензол	1,72	5,5	80,1	290,5	50,1	0,302	126	394,4
Вода	4,14	0,0	100	374	218	0,315	334	2259
Глицерин	2,43	—20	290				176	
Спирт (мет.)	2,39	—93,9	61,1	240	78,7	0,272	68,7	1102
Спирт (эт.)	2,51	—117	78,5	243,5	63,1	0,276	108	855
Сероуглерод	1,00	—111	46,3	275,0	77			356
Толуол	1,62	—95	110,6	41,6	41,6	0,292		364
Четыреххл. углерод		23	76,7	283,1	45	0,558	16,2	195,1
Уксусная кислота	2,06	16,7	118	321,6	57,2	0,351	187	405,3
Эфир (эт.)	2,34	—116	34,5	193,8	35,5	0,265	98,4	355

Таблица 9

Температурная зависимость вязкости некоторых жидкостей
 $\eta, 10^{-3} \text{ Н} \cdot \text{с} / \text{м}^2$

$T, ^\circ\text{C}$	Вода	Глицерин	Четыреххлористый углерод	Касторовое масло
0	1,788	12100	1,35	
10	1,306	3950	1,13	2418
15	1,140		1,05	1514
20	1,004	1480	0,97	950
25	0,894		0,90	621
30	0,801	600	0,84	451
40	0,653	330	0,74	231
50	0,549	180	0,65	
60	0,470	102	0,58	
70	0,406	59	0,52	
80	0,356	35	0,47	
90	0,316	21	0,43	
100	0,283	13	0,39	16,9

Таблица 10

Физические свойства воды и ее пара:
 T —температура, p —давление насыщенных паров,
 V_v —удельный объем воды, V_p —удельный объем пара

$T, ^\circ\text{C}$	p , мм рт. ст.	V_v , см ³ /г	V_p , м ³ /г	$T, ^\circ\text{C}$	p , мм рт. ст.	V_v , см ³ /г	V_p , м ³ /г
—29	0,77		1,13	16	13,63	1,00103	0,073
—10	1,95		0,47	17	14,52	1,00120	0,069
—5	3,01		0,31	18	15,48	1,00138	0,065
—4	3,28		0,28	19	16,48	1,00157	0,061
—3	3,57		0,26	20	17,54	1,00177	0,058
—2	3,88		0,24	21	18,65	1,00198	0,055
—1	4,22		0,22	22	19,83	1,00220	0,051
0	4,58	1,00013	0,21	23	21,07	1,00243	0,048
1	4,93		0,19	24	22,37	1,00269	0,046
2	5,29	1,00000	0,18	25	23,76	1,0030	0,043
3	5,60		0,17	30	31,28	1,0043	0,033
4	6,10	1,00000	0,156	35	42,18	1,0060	0,025
5	6,54	1,00001	0,146	40	55,32	1,0079	0,019
6	7,01	1,00003	0,136	45	71,88	1,0099	0,015
7	7,51	1,00007	0,128	50	92,5	1,0120	0,012
8	8,05	1,00012	0,120	55	118	1,0145	0,0096
9	8,61	1,00019	0,114	60	149,4	1,0172	0,0077
10	9,21	1,00027	0,106	65	187,5	1,0199	0,0062
11	9,84	1,00037	0,100	70	233,7	1,0277	0,0050
12	10,52	1,00048	0,093	80	355,1	1,0290	0,0034
13	11,23	1,00060	0,088	90	525,8	1,0359	0,0020
14	11,99	1,00073	0,082	100	760	1,0434	0,0017
15	12,79	1,00095					

Таблица 11

Физические параметры газов при температуре 20 °С:
 ρ —плотность (p —1 атм), c_p —теплоемкость, $\gamma=C_p/C_v$,
 k , η —коэффициенты теплопроводности и вязкости

Вещество	ρ , кг/м ³	c_p , Дж/(г·К)	γ	k , 10 ⁻² ·Вт/(м·К)	η , 10 ⁻⁷ ·кг/(м·с)
Азот	1,25	1,038	1,40	2,43	174
Аммиак	0,77	2,24	1,34	2,18	97
Аргон	1,78	0,52	1,67	1,62	222
Водород	0,089	14,27	1,41	16,84	88
Водяной пар	0,768	1,87	1,32	2,35	128
Воздух	1,29	0,99	1,40	2,41	181
Гелий	0,178	5,24	1,66	14,15	194
Кислород	1,43	0,91	1,40	2,44	200
Метан	0,72	2,48	1,31	3,02	109
Углекислый газ	1,97	0,84	1,30	1,45	144,8
Хлор	3,22	0,52	1,36	0,72	132

Таблица 12

Тепловые постоянные газов:
 M —молекулярная масса, $T_{пл}$,
 $T_{кип}$ —температуры плавления и кипения,
 $T_{кр}$, $p_{кр}$ —критические температура и давление,
 $\rho_{кр}$ —критическая плотность

Вещество	M , г/моль	$T_{пл}$, °С	$T_{кип}$, °С	$T_{кр}$, °С	$p_{кр}$, 10 ⁻⁵ ·Па	$\rho_{кр}$, кг/м ³
Азот	28,01	—210	—195,8	—147,1	33,5	311
Аммиак	17,03	—77,7	—33,4	132,4	112	234
Аргон	39,9	—189,3	—185,9	—122,4	48	531
Водород	2,01	—259,2	—252,8	—239,9	12,8	31
Водяной пар	18,01	0,0	100	374,2	218,5	324
Воздух	28,96	—213	—193	—140	37,2	310
Гелий	4,0	—272,3	—268,9	—267,9	2,26	69,3
Кислород	32	—218,8	—182,97	—118,8	49,7	430
Метан	16,04	—182,5	—116,7	—82,5	45,7	162
Углекислый газ	44	—56,6	31	73	460	460
Хлор	70,9	—100,5	—33,95	144	76,1	573

Таблица 13

Скорость звука в жидкостях c ,
температура жидкости T ,
температурный коэффициент
скорости звука α

Вещество	T , °C	c , м/с	α , м/(с·К)
Анилин	20	1656	—4,6
Ацетон	20	1192	—5,5
Вода	17	1497	2,5
Глицерин	20	1923	—1,8
Ртуть	20	1451	—0,46
Спирт (мет.)	20	1123	—3,3
Спирт (эт.)	20	1180	—3,6

Таблица 14

Скорость звука в газах c
при давлении 10^5 Па, температура T ,
температурный коэффициент
скорости звука α

Вещество	T , °K	c , м/с	α , м/(с·К)
Азот	0	334	0,6
Водород	0	1284	2,2
Воздух	0	331	0,59
Гелий	0	965	0,8
Кислород	0	316	0,56
Углекислый газ	0	259	0,4
Водяной пар	134	494	—

Таблица 15

Коэффициенты уравнения состояния:
 a и b — постоянные Ван-дер-Ваальса,
 A — параметр приведенного уравнения состояния

Вещество	a , Н м ³ /моль	b , см ³ /моль	A
Азот	0,135	38,6	3,5
Аргон	0,134	32,2	4,0
Водяной пар	0,545	30,4	
Водород	0,024	26,6	
Гелий	0,003	23,6	
Кислород	0,136	31,7	3,68
Углекислый газ	0,36	42,8	1,9
Хлор	0,65	56,2	3,1
Бензол	1,9	120,7	1,92
Толуол	2,5	151	1,64
Спирт (эт.)	1,2	84	
Спирт (мет.)	0,95	67,1	
Сероуглерод	1,11	72,6	
Четыреххл. углерод	1,95	126,8	2,06

Таблица 16

Акустические волновые сопротивления

Вещество	ρ , кг/м ³	c , м/с	ρc , Па·с/м
Алюминий	$1,7 \cdot 10^3$	6260	$17,0 \cdot 10^6$
Стекло	$2,5 \cdot 10^3$	5000	$12,5 \cdot 10^6$
Резина	$1,2 \cdot 10^3$	1040	$1,2 \cdot 10^6$
Вода	$1,0 \cdot 10^3$	1500	$1,5 \cdot 10^6$
Воздух	1,3	331	430

Учебное издание

Булкин Петр Сергеевич, Попова Ирина Ивановна

**ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ.
МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА**

Зав. редакцией *С. И. Зеленский*
Редактор *Р. А. Бунатян*
Художественный редактор *Ю. М. Добрянская*
Технический редактор *М. Б. Терентьева*
Корректоры *И. А. Мушникова, Л. С. Клочкова*

ИБ № 2972

Сдано в набор 24.09.87.
Подписано в печать 31.05.88.
Л-36677. Формат 60×90/16. Бумага тип. № 2.
Гарнитура литературная. Высокая печать
Усл. печ. л. 13,5. Уч.-изд. л. 13,54.
Тираж 10120 экз. Заказ 209. Изд. № 4849.
Цена 45 коп.

Ордена «Знак Почета» издательство Московского университета.
103009, Москва, ул. Герцена, 5/7.

Типография ордена «Знак Почета» изд-ва МГУ.
119899, Москва, Ленинские горы

Цена 45 коп.