

高等学校教材

大学物理 (下册)

主 编 王纪俊 许伯强
副主编 葛一兵 陆正兴

高等教育出版社

高等学校教材

大学物理 (下册)

主 编 王纪俊 许伯强
副主编 葛一兵 陆正兴

高等教育出版社·北京

内容提要

本书是根据教育部高等学校物理学与天文学教学指导委员会编制的《理工科类大学物理课程教学基本要求》(2010年版)编写而成的。全书分为上下两册,上册内容包括力学(含相对论简述)和电磁学两部分。下册内容包括热学、振动和波、光学和量子物理。本书内容简洁,详略得当,难度适宜。本书每章末精选了少量的思考题和习题,供学生练习使用。

本书在信息技术的应用和教学模式的多样化上作了适当尝试,读者可通过扫描二维码浏览与物理原理及现象相关的文档、视频、演示实验。

本书可作为高等学校理科非物理类专业和工科各专业大学物理课程的教材或参考书,也可供文科相关专业和社会读者阅读。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理.下册/王纪俊,许伯强主编.--北京:
高等教育出版社,2018.6

ISBN 978-7-04-049646-8

I. ①大… II. ①王… ②许… III. ①物理学-高等学校-教材 IV. ①O4

中国版本图书馆CIP数据核字(2018)第084201号

策划编辑 高聚平
插图绘制 杜晓丹

责任编辑 高聚平
责任校对 吕红颖

封面设计 赵阳
责任印制 赵义民

版式设计 杜微言

出版发行 高等教育出版社
社 址 北京市西城区德外大街4号
邮政编码 100120
印 刷 大厂益利印刷有限公司

开 本 787mm×1092mm 1/16
印 张 14.75
字 数 350千字
购书热线 010-58581118

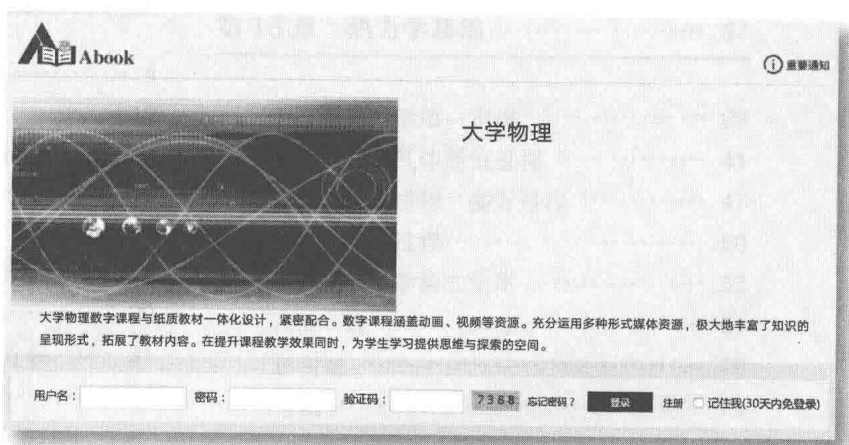
咨询电话 400-810-0598
网 址 <http://www.hep.edu.cn>
<http://www.hep.com.cn>
网上订购 <http://www.hepmall.com.cn>
<http://www.hepmall.com>
<http://www.hepmall.cn>
版 次 2018年6月第1版
印 次 2018年6月第1次印刷
定 价 31.90元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换
版权所有 侵权必究
物料号 49646-00

大学物理

许伯强 王纪俊

- 1 计算机访问<http://abook.hep.com.cn/1249197>, 或手机扫描二维码、下载并安装 Abook 应用。
- 2 注册并登录, 进入“我的课程”。
- 3 输入封底数字课程账号(20位密码, 刮开涂层可见), 或通过 Abook 应用扫描封底数字课程账号二维码, 完成课程绑定。
- 4 单击“进入课程”按钮, 开始本数字课程的学习。



课程绑定后一年为数字课程使用有效期。受硬件限制, 部分内容无法在手机端显示, 请按提示通过计算机访问学习。

如有使用问题, 请发邮件至abook@hep.com.cn。



<http://abook.hep.com.cn/1249197>

目 录

第三部分 热 学

第 15 章 气体动理论 3

- 15.1 气体动理论的基本概念 4
- 15.2 理想气体的压强和温度 12
- 15.3 能量均分定理和理想气体的内能 16
- 15.4 理想气体分子速率分布 20
- 15.5 分子平均碰撞频率和平均自由程 29
- 15.6 实际气体和范德瓦耳斯方程 31
- 思考题 34

习题 35

第 16 章 热力学基础 37

- 16.1 热力学第一定律 38
- 16.2 理想气体等值过程 41
- 16.3 绝热过程 多方过程 47
- 16.4 循环过程 50
- 16.5 热力学第二定律 57
- 16.6 熵 61
- 思考题 70
- 习题 71

第四部分 振动与波

第 17 章 机械振动 77

- 17.1 简谐振动 78
- 17.2 简谐振动的振幅矢量图示法
相位差 84
- 17.3 阻尼振动 受迫振动 共振 85
- 17.4 振动的合成 88
- 思考题 94
- 习题 94

第 18 章 机械波 97

- 18.1 机械波的产生与传播 98
- 18.2 波动表达式 102
- 18.3 波的能量 波的强度 107
- 18.4 波的衍射与惠更斯原理 109
- 18.5 波的干涉 111
- 18.6 多普勒效应 117
- 思考题 120
- 习题 120

第五部分 光 学

第 19 章 光的干涉 125

- 19.1 光的干涉基本理论 126

- 19.2 分波前干涉(杨氏双缝干涉) ... 129
- 19.3 分振幅干涉 132
- 思考题 144

习题	144
第 20 章 光的衍射	147
20.1 惠更斯-菲涅耳原理	148
20.2 单缝的夫琅禾费衍射	149
20.3 圆孔衍射与分辨本领	154
20.4 光栅衍射	156
*20.5 X 射线衍射	161
思考题	162

习题	163
第 21 章 光的偏振	165
21.1 偏振光与自然光	166
21.2 偏振光的获取方法	168
*21.3 光的双折射	171
思考题	175
习题	175

第六部分 量子物理

第 22 章 量子物理简介	179
22.1 黑体辐射和普朗克量子假设	180
22.2 光电效应与爱因斯坦的光量子理论	183

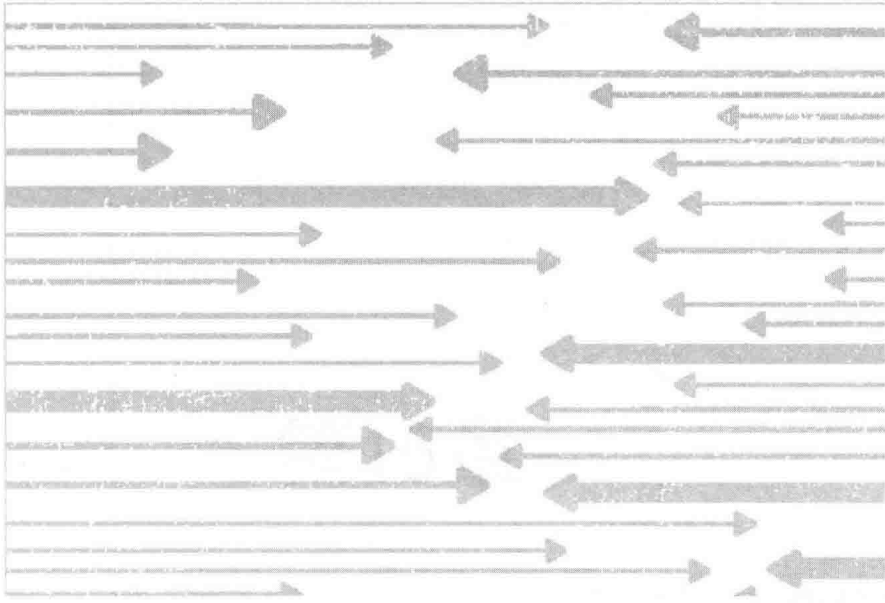
22.3 氢原子光谱和玻尔理论	188
22.4 德布罗意波及其统计解释	194
22.5 波函数 薛定谔方程	196
22.6 一维定态薛定谔方程的应用	199
思考题	203
习题	203

综合练习	205
-------------------	------------

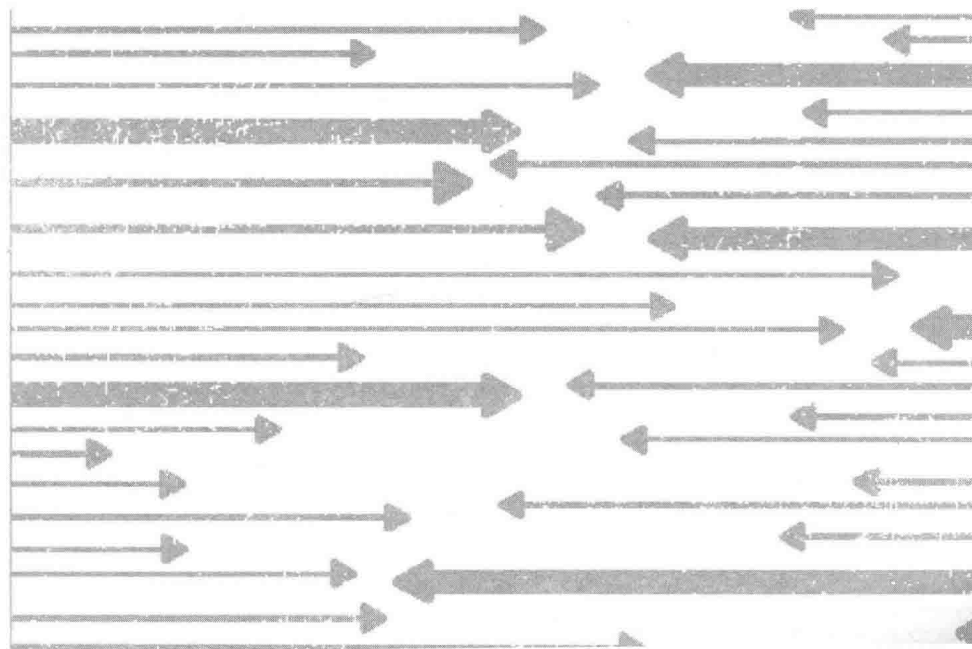
练习十	206
练习十一	208
练习十二	210
练习十三	213
练习十四	216
练习十五	218

模拟卷	221
------------------	------------

参考答案	227
-------------------	------------



第三部分 热 学



>>> 第15章

… 气体动理论

热学的研究对象是由大量微观粒子(分子或其他粒子)组成的宏观物体,称为**热学系统**,简称**系统**.与系统发生相互作用的其他物体称为**外界**.与外界既有物质交换,又有能量交换的系统称为**开放系统**.与外界没有物质交换,但有能量交换的系统称为**封闭系统**.与外界既没有物质交换,也没有能量交换的系统称为**孤立系统**.孤立系统是一个理想概念,绝对的孤立系统是不存在的.当系统与外界的相互作用非常微弱时,它们的相互作用能与系统本身的能量相比可以忽略不计时,系统可看作孤立系统.

经典热学理论包括宏观理论和微观理论.宏观理论称为**热力学**,微观理论称为**分子动理论**.系统是由大量微观粒子组成的,可以是气体、液体、固体等,本章研究的系统是由大量分子组成的气体.从分子结构和分子运动出发,运用力学规律和统计方法,研究大量分子热运动的整体效应,以解释热现象和与热有关的物理性质,这种微观理论称为**气体动理论**.

15.1 气体动理论的基本概念

一、分子运动的基本观点

宏观物体是由大量分子(或原子)构成的,分子间存在空隙和相互作用,分子运动是无序的,遵循统计规律,这就是分子运动的基本观点.

1. 分子数密度

常温下,水的质量密度约为 $1.0 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 1 mol ^① 水的质量为 $1.8 \times 10^{-2} \text{ kg}$,由此可以估算出水分子(H_2O)的直径约为 $3 \times 10^{-10} \text{ m}$.

氧气分子(O_2)的直径约为 $4 \times 10^{-10} \text{ m}$.实验表明,在标准状态下, 1 mol 氧气的体积为 $2.24 \times 10^{-2} \text{ m}^3$,由此可以估算出氧气分子间的距离约为 $4 \times 10^{-9} \text{ m}$,约为氧气分子直径的 10 倍,一个氧气分子所占的空间约为氧气分子体积的 1 000 倍,可见气体分子之间存在很大的间隙.实验表明,液体和固体分子间也存在间隙,气体分子间的间隙很大,所以气体很容易被压缩.在许多情况下气体分子的线度与分子的间距相比可以忽略不计,这时,通常把气体分子当作质点进行处理.

单位体积内的分子数称为**分子数密度**,常用 n 表示.若体积 V 内有 N 个气体分子,则

$$n = \frac{N}{V}$$

分子数密度通常是很大的.铜的分子数密度约为 $7.3 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$,水的分子数密度约为 $3.3 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$,在标准状态下,氧气的分子数密度约为 $2.7 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$.

2. 分子间的相互作用

分子与分子之间存在的相互作用称为**分子力**.研究表明,分子力包含吸引和排斥两部

^① mol(摩尔)是国际单位制中的基本单位之一,按 1971 年国际计量大会决议, 1 mol 表示系统中所包含的基本单元数与 0.012 kg 碳-12 的原子数目相等. 0.012 kg 碳-12 的原子数目通常记作 N_A , N_A 称为阿伏伽德罗(Avogadro)常量,其公认值为 $N_A = 6.022\ 136\ 7(36) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$,计算中,一般取 $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$.

分,它们都是随着分子间的距离增大而减小,斥力随距离的减小更快.如图 15.1.1 所示为分子力随间距变化的曲线.分子间距较大时,分子间呈现微弱的引力(图中用负值表示引力),随着分子间距的减小,引力逐渐增大.分子间距减小到接近 r_0 (r_0 约 10^{-10} m) 时,引力随分子间距的减小也逐渐减小,分子间距为 r_0 时,分子力为零.分子间距小于 r_0 时,分子间呈现斥力(图中用正值表示斥力),斥力随分子间距的减小而快速增大.

通常情况下,气体分子的间距较大(约为 $10r_0$),分子间呈现的微弱引力可以忽略不计.固体分子和液体分子的间距约为 r_0 ,它们有相对固定的体积.固体分子和液体分子间距稍有减小,分子间就会呈现很强的斥力,这是造成固体和液体不易压缩的原因.物体的弹性和液体的表面张力^①等都是分子力的宏观体现.

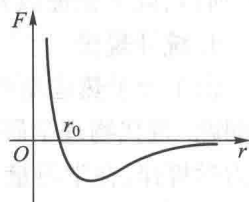


图 15.1.1 分子力与分子间距

3. 分子的无序运动

分子是运动的,运动是无序的.大量分子的无序运动称为分子的热运动.分子热运动的基本特征是分子的永恒运动和频繁的相互碰撞.

气体、液体和固体都有扩散现象^②,扩散现象是分子运动的有力证明.将香水瓶的盖子打开,不久就可以闻到从瓶中散发出来的香水味,这是气体的扩散现象.墨水滴入清水中,立刻可以看到被墨水染色的水域很快地扩大,这是液体的扩散现象.与气体和液体的扩散相比,固体的扩散相对较慢,通常情况下要经过很长时间才能明显地观察到固体的扩散现象.

著名的布朗运动实验间接地表明了分子的无序运动.1827年,布朗(R. Brown, 1773—1858,英国植物学家)在显微镜中观察到悬浮在液体中的植物花粉的微小颗粒总是在无序运动,而且这种无序运动是永不停息的.这种悬浮在液体中的微小颗粒所作的永不停息的无序运动称为布朗运动.如图 15.1.2 所示记录了某个花粉颗粒位置随时间的变化,图中的点表示某时刻花粉颗粒所在的位置,每隔相同的时间记录一次花粉颗粒的位置,一个时间间隔的两个位置用虚线将它们连接起来,一段时间后,就得到一张由许多点连接起来的折线图.花粉颗粒的这种运动只能有一种解释,即大量无序运动的液体分子不断地撞击花粉颗粒,使花粉颗粒的位置不断地改变.要说明的是,布朗运动描述的是花粉颗粒的运动,并不是液体分子的运动,它只是液体分子无序运动的一种间接表现形式.研究表明,分子无序运动的剧烈程度与温度有关.

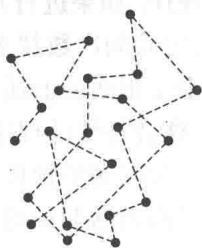


图 15.1.2 布朗运动的径迹

由于分子的热运动,气体的分子与分子之间会发生频繁的碰撞.所谓分子碰撞,实际上是指两个分子间的距离相对较小时,分子之间呈现很强斥力的这段过程.在常温、常压下,

^① 由于液体分子的相互作用,使得液体表面在宏观上犹如受到一种方向沿液体表面、结果使液体表面积减小的力的作用,这种力称为表面张力.

^② 在混合气体内,如果某种气体只是由于自身密度不均匀,而使该气体分子从密度大的区域移向密度小的区域,这个过程称为扩散.固体、液体和气体都有扩散现象.



文档:布朗

碰撞持续的时间约为 10^{-13} s, 一个气体分子连续两次碰撞所经过的平均距离约为 10^{-7} m, 每个气体分子平均每秒内将遇到约为 10^{10} 次的碰撞, 即平均间隔 10^{-10} s 发生 1 次碰撞. 可见, 连续两次碰撞之间只有约千分之一的时间有很强的相互作用, 而大部分时间的相互作用很弱. 所以, 除了碰撞以外, 可把分子近似看作处于不受力的自由运动状态.

4. 统计规律

由于分子热运动和频繁的相互碰撞, 我们不能简单地用经典力学的方法来研究分子运动问题. 现代物理学研究表明, 分子、原子的实际行为并不遵循经典力学规律, 而是遵循量子力学规律, 在学习量子力学以前我们对分子、原子的运动无法深入研究. 然而, 我们在这里并不要求知道每个分子的详细行为, 而是要求知道有某种行为的分子数目平均说来有多少, 或者说某个分子有这种行为的概率为多少. 这种分子行为的概率分布就是我们所要研究的统计规律.

用来描述单个分子性质的物理量称为**微观量**, 如分子的能量、速度等. 用来描述大量分子集体性质的物理量称为**宏观量**, 如气体的压强、温度等. 由于分子热运动和频繁的相互碰撞, 分子的许多微观量是随时间变化的. 例如, 单个气体分子的速率由于碰撞而不断地改变, 而且变化没有什么规律. 研究表明, 系统的温度与系统内分子的平均速率有关, 但与系统内分子间相互碰撞没有直接关系. 这里说的**分子平均速率**就是系统内所有分子速率的算术平均值. 从计算的角度来看, 平均速率与每个分子的速率都有关系, 所以说, 宏观量(如系统温度)与微观量(如分子速率)之间存在联系. 本章将从微观的角度去研究系统, 用统计的方法推导某些微观量与宏观量的关系. 研究表明, 微观量具有统计规律, 下面先举一个例子来说明什么是统计规律.

一枚硬币有正反两面, 将一枚硬币抛向空中, 落地后是正面朝上还是反面朝上完全没有规律. 如果进行几百次甚至几万次这样的实验, 结果正面朝上和反面朝上的次数接近相等, 实验的次数越多, 两者的次数越接近. 如果将几万枚硬币同时抛向空中, 落地时, 某一枚硬币是正面朝上还是反面朝上完全没有规律, 但正面朝上和反面朝上的硬币数量接近相等, 这就是统计规律. 所谓**统计规律**就是大量偶然事件整体所遵循的规律.

常以伽尔顿板实验来说明统计规律. 实验装置如图 15.1.3 所示, 竖直放置的长方形盒子正面是透明的玻璃, 盒子顶部中央位置开有一个入口, 盒子的上半部钉有整齐排列的许多铁钉, 盒子的下半部是用竖直隔板隔成的等间距的平行狭槽.

小球从盒子顶部入口进入, 与盒子上部的铁钉发生多次碰撞, 最后掉入盒子下部的狭槽内. 实验表明: 小球下落时与铁钉会发生多次碰撞, 单个小球最后掉入哪个狭槽完全是偶然的, 看不出什么规律. 多次投入单个小球或一次投入多个小球后发现, 掉入入口正下方狭槽内的小球数目较多, 而掉入两侧槽内的小球相对较少, 如图 15.1.3 下部所示, 这个实验无论重复多少次结论都相同. 可以得出这样的结论, 掉入槽内的小球数目遵循确定的分布规律(即统计规律). 本章第 4 节中讲到的麦克斯韦气体分子速率分布律就是大量气体分子速率分布的统计规律.

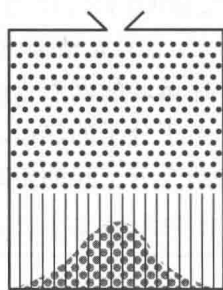


图 15.1.3 伽尔顿板实验

用一定数量的小球重复伽尔顿板实验, 每次实验掉入某个狭槽内的小球数目基本接

近,即遵循统计规律性.但每次实验掉入某个狭槽内的小球数目并非完全相等,也就是说,在一定数目范围内,统计值存在一定的偏差,这种现象称为**涨落现象**.实验表明统计规律存在涨落现象,参与统计的数目越多,涨落现象就越小,所以统计规律仅对大量数目进行统计才有意义.一切与热现象有关的宏观量的数值都是某个微观量的统计平均值,在任一给定瞬间或在系统中任一给定局部范围内,实验观测值与统计值有一定偏差.

气体分子的平均速率和方均根速率是统计平均值.假设一定量的气体中有 n 个分子,速率分别为 v_1, v_2, \dots, v_n ,则气体分子的平均速率定义为

$$\bar{v} = \frac{v_1 + v_2 + \dots + v_n}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n v_i \quad (15.1.1)$$

气体分子的方均根速率定义为

$$\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2}{N}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n v_i^2} \quad (15.1.2)$$

[例 15.1.1] 计算下列一组粒子的平均速率和方均根速率.

粒子数 N_i	2	4	6	8	2
速率 $v_i / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	10.0	20.0	30.0	40.0	50.0

解:根据平均速率的定义,得

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \frac{\sum N_i v_i}{\sum N_i} \\ &= \frac{2 \times 10.0 + 4 \times 20.0 + 6 \times 30.0 + 8 \times 40.0 + 2 \times 50.0}{2 + 4 + 6 + 8 + 2} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \\ &= 31.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \end{aligned}$$

根据方均根速率的定义,得

$$\begin{aligned} \sqrt{v^2} &= \sqrt{\frac{\sum N_i v_i^2}{\sum N_i}} \\ &= \sqrt{\frac{2 \times 10.0^2 + 4 \times 20.0^2 + 6 \times 30.0^2 + 8 \times 40.0^2 + 2 \times 50.0^2}{2 + 4 + 6 + 8 + 2}} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \\ &= 33.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \end{aligned}$$

二、气体状态的描述

1. 平衡态

孤立系统经过足够长时间以后,它的宏观性质将不随时间变化,我们就说这个系统处于**平衡态**.系统处于平衡态时,描述系统的宏观量(压强、温度、密度等)在系统内部处处均匀一致,而且不随时间改变.由于气体分子的热运动是永不停息的,所以从微观的角度来看,气体的平衡态只是一种动态的平衡,通常称为**热动平衡**.处于热动平衡时,系统内部各

处的宏观量有微小的差别,由于涨落现象,系统中某处的宏观量也会随时间有微小的变化,在一般情况下,这种差别和变化是极其微小的,所以我们通常忽略这种差别和变化,把系统的宏观量看作处处均匀一致而且不随时间变化.

2. 状态参量

系统处于平衡态时,我们把用于描述系统宏观状态的物理量称为**状态参量**(或者称为**态参量**).处于平衡态的一定量的气体,通常用体积(用 V 表示)、压强(用 p 表示)和温度(用 T 表示)作为系统的状态参量.系统的其他宏观量可以表示为这些状态参量的函数,这些函数称为**态函数**.

(1) 体积

气体的体积 V 是指系统中气体分子无规则热运动所能到达空间的体积.置于密闭容器中的气体,容器的容积就是气体的体积.在国际单位制(SI)中,体积的单位是立方米(m^3).常用的单位还有立方分米(dm^3)、立方厘米(cm^3)、升(L)等等.

$$1 \text{ L} = 10^{-3} \text{ m}^3 = 1 \text{ dm}^3 = 10^3 \text{ cm}^3$$

注意:气体的体积和气体分子本身的体积的总和是两个不同的概念.

(2) 压强

气体的压强 p 是由系统中大量气体分子与容器壁碰撞产生的,是大量气体分子热运动引起的一个统计平均值,它的数值等于容器壁上单位面积所受到的正压力.在下一节中我们将讨论微观模型下的压强公式.设面积为 S 的容器壁上受到气体的正压力为 F ,则

$$p = \frac{F}{S}$$

在国际单位制中,压强的单位是帕斯卡(Pa).常用的单位还有标准大气压(atm)、毫米汞柱(mmHg)等等.

$$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$$

$$1 \text{ mm Hg} = 1.333 \times 10^2 \text{ Pa}$$

(3) 温度

日常生活中,我们常用温度来表示物体的冷热程度,两个物体相比较,感觉较热的物体有较高的温度.气体的温度是一个比较复杂的概念,是大量气体分子热运动相关的微观量的统计平均值.在下一节中我们将讨论温度的统计意义,温度的高低(即数值的大小)反映了气体分子热运动的激烈程度.为了说明温度的概念,我们先介绍热力学第零定律.

3. 热力学第零定律

设A和B是两个导热性能良好的孤立系统,他们各自处于热平衡状态.现将A和B通过导热的壁相互接触(称为热接触,即相互接触的系统之间能够发生热传导),如图15.1.4所示.实验表明,通常情况下A和B各自的热平衡都将被破坏,即A和B之间有热传导发生.经过足够长时间后两个系统达到一个新的平衡,此时两个系统之间不再有热传导发生.这时,如果将他们分开,他们各自的热平衡不会改变,分开一段时间后再热接触,他们的热平衡也不会改变.

设 A、B 和 C 是三个导热性能良好的孤立系统,他们各自处于热平衡状态. 将他们通过导热的壁依次接触,如图 15.1.5 所示. 实验表明,通常情况下 A 和 C 之间以及 C 和 B 之间都有热传导发生,经过足够长时间后 A 和 C 之间以及 C 和 B 之间都达到一个新的平衡. 这时,如果让 A 和 B 直接热接触,实验表明, A 和 B 各自的平衡态不会改变(即它们之间没有热传导发生). 概括地说,如果两个热力学系统中的每一个都与第三个热力学系统处于热平衡,则这两个系统也处于热平衡. 这一结论称为热力学第零定律,也称为热平衡定律.



图 15.1.4 两个物体热接触

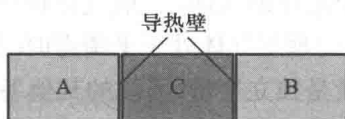


图 15.1.5 三个物体热接触

处于热平衡的系统有许多物理属性,他们可以用各种物理量来描述. 各自处于热平衡的两个系统相互热接触,如果他们之间没有发生热传导,则说明他们有某个物理属性相同;如果他们之间发生热传导,则说明他们的这个物理属性不相同,经过足够长时间后,他们最后又到达一个新的平衡状态时,说明这两个系统的这个物理属性变得相同了. 如果将任意多个系统依次热接触,最后到达一个新的平衡态,则这些系统的这个物理属性都相同,这个相同的物理属性称为**温度**. 温度相同的系统热接触时系统间不会发生热传导,温度不同的系统热接触时系统间会发生热传导,最后这些系统到达新的平衡态时,各个系统温度相同.

4. 温标

温度的数值表示方法称为**温标**,常用的三种温标为

- (1) 摄氏温标,常用 t 表示,摄氏温标的单位是摄氏度($^{\circ}\text{C}$);
- (2) 华氏温标,常用 F 表示,华氏温标的单位是华氏度($^{\circ}\text{F}$);
- (3) 热力学温标,或称为开尔文温标,常用 T 表示,热力学温标的单位是开尔文(K).

不同种类的温度计有不同的温标,读者如果了解各种温标的相关知识,可以参考有关专门的热学书籍. 根据 1987 年第 18 届国际计量大会对国际实用温标的规定,热力学温标为最基本的温标,它的单位就是国际单位制单位.

三种常用温标的关系为

$$T = \left(\frac{t}{^{\circ}\text{C}} + 273.15 \right) \text{K} \quad (15.1.3)$$

$$F = \left(\frac{9}{5} \frac{t}{^{\circ}\text{C}} + 32 \right) ^{\circ}\text{F}$$

例如,水的三相点^①温度为 0.01°C (读作 0.01 摄氏度),或 273.16K (读作 273.16 开尔文,但不能读作 273.16 开尔文度).

^① 某种物质的气态、液态和固态共存时的平衡态称为这种物质的三相点. 水蒸气、水和冰共存时的平衡态称为水的三相点,水的三相点温度为 273.16K ,压强为 $6.1 \times 10^2 \text{Pa}$.



文档: 温度计的发明



文档: 摄氏修斯

三、理想气体

1. 理想气体

实验表明,在压强不太大(与正常大气压相比)、温度不太低(与正常室温相比)的情况下,气体遵守三个实验定律,分别是玻意耳(R. Boyle, 1662)定律、盖-吕萨克(L. J. Gay-Lussac, 1802)定律和查理(J. A. C. Charles, 1787)定律. 所谓**理想气体**是指在任何情况下都能严格遵守上述三个定律的气体. 一般气体在压强不太大、温度不太低的情况下都可以当作理想气体. 一定量的理想气体处于平衡态时,常用体积、压强和温度三个量来描述,但这三个量中只有两个量是独立变量,系统的其他各量都可以表示成两个独立变量的函数. 两个独立变量可以确定一个平衡态,常用压强和体积表示平衡态. 以压强为纵坐标、体积为横坐标的二维直角坐标系中的一个点就表示一定量气体的一个平衡态,换句话说一个平衡态在这个二维坐标系中就可以用一个点表示.

2. 理想气体物态方程

在平衡态时,一定量的理想气体三个状态参量压强 p 、体积 V 和温度 T 之间的关系式称为**理想气体物态方程**,或称为**克拉珀龙方程**. 理想气体物态方程可以由上述气体的三个实验定律得到,对于质量为 m 、摩尔质量为 M 的理想气体有

$$pV = \frac{m}{M}RT \quad (15.1.4)$$

式中, R 称为**摩尔气体常量**,其数值为 $R = 8.314\ 459\ 8(48)\ \text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. 对于一定量的理想气体,不同平衡态之间的状态参量应满足

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = \dots \quad (15.1.5)$$

式中, p_1, V_1, T_1 表示一个平衡态的状态参量, p_2, V_2, T_2 表示另一个平衡态的状态参量, 等等.

理想气体物态方程还可以写成另一种形式:

$$p = \frac{m}{M} \frac{R}{V} T = \frac{N}{N_A} \frac{R}{V} T = \frac{N}{V} \frac{R}{N_A} T$$

即

$$p = nkT \quad (15.1.6)$$

式中, $n = \frac{N}{V}$ 为气体分子的数密度, $k = \frac{R}{N_A}$ 称为**玻耳兹曼常量**,其数值为 $k = 1.380\ 648\ 52(79) \times 10^{-23}\ \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$.

3. 道尔顿分压定律

许多情况下,气体是由几种不同成分组成的混合气体. 例如,我们呼吸的空气就是一种混合气体,空气中氮气含量约为 78.0%,氧气含量约为 20.7%,其他气体含量约为 1.3%. 在混合气体中,各种成分的气体有自身的压强,我们称他们为**分压强**,如果把混合气体中各种成分的气体作为理想气体,则混合理想气体的总压强等于各种成分气体的分压强之和,这个规律称为**道尔顿分压定律**.

设由 i 种不同成分组成的混合理想气体处于平衡态,各种成分气体的温度(都相同)就



文档:盖-吕萨克

是混合气体的温度 T , 各种成分气体的分子数密度分别为 n_1, n_2, \dots, n_i , 则混合气体的分子数密度为 $n = n_1 + n_2 + \dots + n_i$, 各种成分气体的分压强分别为 p_1, p_2, \dots, p_i , 由理想气体物态方程 $p_i = n_i kT$ 和道尔顿分压定律, 得到混合气体的总压强

$$\begin{aligned} p &= p_1 + p_2 + \dots + p_i \\ &= n_1 kT + n_2 kT + \dots + n_i kT \\ &= (n_1 + n_2 + \dots + n_i) kT \end{aligned}$$

即

$$p = nkT$$

可见, 理想气体物态方程的另一种形式对混合气体也适用。

[例 15.1.2] 容器内装有氧气, 质量为 0.100 kg , 压强为 $1.01 \times 10^6 \text{ Pa}$, 温度为 $37 \text{ }^\circ\text{C}$. 因为容器漏气, 经过若干时间后, 压强降到 $5.05 \times 10^5 \text{ Pa}$, 温度降到 $27 \text{ }^\circ\text{C}$. 问: (1) 容器的容积有多大? (2) 漏掉了多少氧气? (将氧气当作理想气体)

解: (1) 漏气前, 容器内氧气应用理想气体物态方程

$$pV = \frac{m}{M} RT$$

上式变形, 得到容器的容积

$$V = \frac{mRT}{Mp} = \frac{0.100 \times 8.31 \times (37 + 273)}{0.032 \times 1.01 \times 10^6} \text{ m}^3 = 7.97 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

(2) 漏掉氧气后, 对容器内的氧气应用理想气体物态方程

$$p'V = \frac{m'}{M} RT$$

上式变形, 得漏掉氧气后, 容器内还存有的氧气质量

$$m' = \frac{Mp'V}{RT'} = \frac{0.032 \times 5.05 \times 10^5 \times 7.97 \times 10^{-3}}{8.31 \times (27 + 273)} \text{ kg} = 5.17 \times 10^{-2} \text{ kg}$$

漏掉氧气的质量

$$\Delta m = m - m' = (0.100 - 5.17 \times 10^{-2}) \text{ kg} = 4.83 \times 10^{-2} \text{ kg}$$

[例 15.1.3] 容器内贮有理想气体, 温度为 $27 \text{ }^\circ\text{C}$. 求:

(1) 压强为 $1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$ 时, 分子数密度.

(2) 压强为 $1.33 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ 的高真空时, 分子数密度.

解: 根据理想气体物态方程 $p = nkT$, 公式变形, 得到分子数密度

$$n = \frac{p}{kT}$$

(1) 压强为 $1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$ 时, 分子数密度

$$n = \frac{p}{kT} = \frac{1.01 \times 10^5}{1.38 \times 10^{-23} \times (27 + 273)} \text{ m}^{-3} = 2.44 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$$

(2) 压强为 $1.33 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ 的高真空时, 分子数密度

$$n = \frac{p}{kT} = \frac{1.33 \times 10^{-5}}{1.38 \times 10^{-23} \times (27 + 273)} \text{ m}^{-3} = 3.21 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$$

可见, 高度真空时, 分子数密度还是相当大的.