

- 普通高等教育“十三五”规划教材
- 普通高等院校物理精品教材

大学物理

(下册)

►► 杨晓雪 主编



华中科技大学出版社
<http://www.hustp.com>

普通高等教育“十三五”规划教材
普通高

大学物理

(下册)

主 编 杨晓雪
参 编 (按编写内容排序)
张雁滨 王章金 朱佑新
南 征 陈昌胜



华中科技大学出版社
中国·武汉

内 容 提 要

本书是华中科技大学教材《大学物理》下册,内容包含热学、振动与波动、光学、量子物理。热学有气体动理论和热力学基础。振动与波动讲述振动、波动的一般基本规律,包含机械振动、机械波和电磁波。光学有几何光学简介和波动光学。量子物理包括早期量子论、量子力学基础、半导体与激光简介和原子核物理简介。

本书可作为高等院校非物理专业学生的大学物理教材和其他各层次教师的教学和自学参考书。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理.下/杨晓雪主编. —武汉:华中科技大学出版社,2016.12

普通高等教育“十三五”规划教材 普通高等院校物理精品教材

ISBN 978-7-5680-2487-7

I. ①大… II. ①杨… 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(2016)第 316659 号

大学物理(下册)

杨晓雪 主编

Daxue Wuli

策划编辑:周芬娜

责任编辑:周芬娜

封面设计:刘 卉

责任校对:张 琳

责任监印:周治超

出版发行:华中科技大学出版社(中国·武汉)

电话:(027)81321913

武汉市东湖新技术开发区华工科技园

邮编:430223

录 排:华中科技大学惠友文印中心

印 刷:武汉科源印刷设计有限公司

开 本:787mm×1092mm 1/16

印 张:18

字 数:471 千字

版 次:2016 年 12 月第 1 版第 1 次印刷

定 价:36.00 元



本书若有印装质量问题,请向出版社营销中心调换

全国免费服务热线:400-6679-118 竭诚为您服务

版权所有 侵权必究

前 言

本套书是为高等学校理工科大学物理课程编写的教科书。

根据教育部高等学校物理学与天文学教学指导委员会物理基础课程教学指导分委员会在2008年审订的《理工科类大学物理课程教学基本要求》(后面简称《基本要求》),我们在原华中理工大学物理系1989年3月出版的《大学物理》、1998年1月出版的《大学物理》及华中科技大学物理系2006年1月出版的《大学物理》的基础上,结合自己多年的教学实践和教学经验,并吸取了多种优秀教材的长处,编写了本套教材。书中涵盖了《基本要求》的主要内容(全部A类内容)和部分扩展内容(B类内容),增加了近代和现代物理方面的有关知识,以便能更好地适应当前教学的需要。

本套书按照《基本要求》,注重加强基础,且精选内容,广度和深度适中,篇幅恰当。学生可以在有限的学时内通过本套书学到物理学的基本知识和方法,培养一定的科学素质,为学习专业课程和掌握现代科学技术打下必要的物理基础。

全套书分为上、下两册,上册包括力学、电磁学,下册包括热学、振动与波动、光学、量子物理。

参加本套书编写工作的教师有:项林川(第1、2、3章),王章金(第4、12章),吴伟(第5章),范淑华(第6、8章),林钢(第7章),杨晓雪(第9、10、15章),张雁滨(第11章),朱佑新(第13章),南征(第14、17章),陈昌胜(第16章)。

对我校编写前几版教材的各位老师的工作在此表示衷心感谢。在本套书的编写过程中得到华中科技大学有关职能部门及华中科技大学出版社的大力支持和帮助,在此一并表示真诚的感谢。

由于编者水平有限,书中错误及不妥之处请广大师生批评指正,以便今后不断完善和提高。

编 者

2016年12月

目 录

第三篇 热 学

第 9 章 气体动理论	(3)
第 1 节 热力学系统和平衡态	(3)
第 2 节 理想气体状态方程与微观模型	(5)
第 3 节 理想气体的压强和温度	(9)
第 4 节 能均分定理 理想气体的内能	(10)
第 5 节 气体分子的速度和能量分布	(13)
第 6 节 范德瓦尔斯方程	(19)
第 7 节 分子的平均碰撞次数 平均自由程	(22)
第 8 节 偏离平衡态	(23)
习题	(26)
第 10 章 热力学基础	(28)
第 1 节 热力学第一定律	(28)
第 2 节 理想气体的热容量	(31)
第 3 节 热力学第一定律对理想气体的应用	(33)
第 4 节 循环过程 卡诺循环	(38)
第 5 节 热力学第二定律	(43)
第 6 节 熵	(46)
第 7 节 热力学第二定律的统计意义 熵的统计表述	(52)
第 8 节 与熵增加原理有关的几个问题的讨论	(54)
习题	(58)

第四篇 振动与波动

第 11 章 振动与波动	(63)
第 1 节 谐振动	(63)
第 2 节 振动的合成和分解	(71)
第 3 节 阻尼振动、受迫振动和共振	(76)
* 第 4 节 非线性振动与相图法	(79)
第 5 节 机械波	(81)
* 第 6 节 声波 地震波	(89)
第 7 节 波的衍射和波的干涉	(95)
第 8 节 多普勒效应	(102)
第 9 节 电磁振荡与电磁波	(105)
习题	(110)

第五篇 光 学

第 12 章 几何光学简介	(119)
第 1 节 球面折射	(119)

第2节	透镜	(123)
第3节	几种光学仪器	(129)
	习题	(131)
第13章	波动光学	(133)
第1节	光波	(133)
第2节	光波的叠加 光程	(135)
第3节	分波阵面干涉	(139)
第4节	分振幅干涉	(144)
第5节	光波的衍射	(151)
第6节	光波的偏振	(170)
第7节	双折射	(175)
第8节	偏振光的干涉	(179)
第9节	旋光效应	(181)
	习题	(182)
第六篇 量子物理		
第14章	早期量子论	(191)
第1节	黑体辐射 普朗克量子	(191)
第2节	光电效应	(195)
第3节	康普顿效应	(199)
第4节	玻尔量子理论	(202)
	习题	(206)
第15章	量子力学基础	(208)
第1节	德布罗意波	(208)
第2节	微观粒子的状态描述 波函数	(210)
第3节	波函数的概率解释	(213)
第4节	不确定关系	(214)
第5节	薛定谔方程	(216)
第6节	一维定态薛定谔方程的应用	(218)
第7节	用量子力学处理氢原子问题	(225)
第8节	电子自旋	(230)
第9节	原子的电子壳层结构	(231)
	习题	(233)
第16章	半导体与激光简介	(235)
第1节	半导体	(235)
第2节	激光	(241)
	习题	(248)
第17章	原子核物理简介	(250)
第1节	原子核的结构和基本性质	(250)
第2节	原子核的衰变	(255)
第3节	核反应与核能的利用	(258)
第4节	基本粒子简介	(266)
	习题	(271)
参考答案		(272)
附录 常用物理常数		(282)

第三篇 热力学系统和平衡态

第三篇

热

学

第三课

热运动是指物体中分子或原子的无规则运动,这种无序的运动是自然界的一种基本运动形式。研究分子热运动,讨论热现象的规律,分析物体热性质的理论称为热物理学,简称热学。经典热学包括宏观理论和微观理论。宏观理论叫热力学,它以观察和实验为基础,通过归纳和推理得出有关热现象的基本定律。微观理论叫统计物理,初级形式是气体动理论,它从物质分子结构和分子运动出发,应用力学规律和统计方法,研究大量分子热运动所体现出来的集体效应,解释热现象和热性质。

学

第9章 气体动理论

第1节 热力学系统和平衡态

一、热力学系统

将我们要研究的对象(宏观物体)称为**热力学系统**,简称**系统**。如质量一定的气体、液体或固体。显然,热学所研究的系统是由大量的分子或原子组成的。系统之外的一切物体或外界环境称为**外界**。若系统与外界既无能量交换又无质量交换,则称为**孤立系统**;若系统与外界有能量交换但无质量交换,则称为**封闭系统**;若系统与外界既有能量交换又有质量交换,则称为**开放系统**。

二、宏观量与微观量

热力学与气体动理论采用不同的方法描述系统的状态和状态的演化。热力学采取宏观描述方法,用系统的体积、温度、压强等可以直接测量得到的量来描述系统的宏观性质,将它们称为**宏观量**。而气体动理论采用微观描述方法,即借助系统中单个分子的力学量,如分子的质量、位置、速度、动能、动量等,这些量称为**微观量**。微观量一般是无法用实验的手段直接测量的。由于系统所包含的分子或原子的数目极大,我们不可能、也没有必要、更没有意义去给出每个分子、原子在任意瞬间的位置、速度、动能、动量等,气体动理论在于分析微观量与宏观量的内在联系,用统计的方法得出微观量与宏观量的关系,给出宏观量的微观本质。

三、平衡态与状态参量

将系统的状态分为**平衡态**和**非平衡态**两类。何为平衡态和非平衡态? 举一个例子,在如图 9-1-1 所示的系统中,开始容器中左半室为气体,右半室为真空,此时左半室气体各处均匀一致。现将隔板抽去,容器内气体的密度出现不均匀的现象,随着时间的延续,由于气体分子的运动,直到各处的气体密度达到均匀一致为止。以后,如果没有外界影响,容器内气体将始终保持这一状态不再发生任何宏观上可以看得到的变化。此时用温度表、压力表可测到气体的温度、压强等宏观量,不会因测量点的不同而产生不同的读数。将这种没有外界影响、系统不再发生任何宏观变化的状态称为**热力学平衡态**。这里的初态与末态均为平衡态。由于“抽隔板”这个外界的作用破坏了初始平衡态而出现了许多中间态,它们是不均匀的、正在发生着宏观变化的态,称为**非平衡态**。实验证明:如果系统不受外界影响,经过一段时间后,它的状态必定会达到热力学平衡态,达到了平衡态以后,将一直保持着这个状态,除非受到外界影响,平衡态才会被破坏。在实际中并不存在绝对的孤立系统,也没有保持宏观性质绝对不变的系统。所以,平衡态是一种理想的状态。

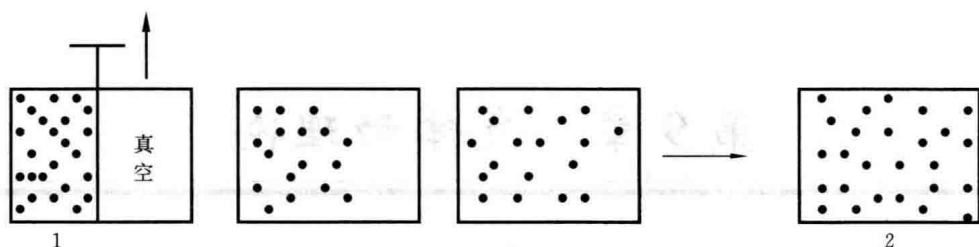


图 9-1-1 非平衡态的例子

当系统处于平衡态时,具有一系列可以用确定的物理量来表征的特征量,称为**状态参量**。如质量为 m 、分子总数为 N 的某种气体处于平衡态时,有一定的压强 p 、体积 V 、温度 T 、质量密度 $\rho = m/V$ 、分子数密度 $n = N/V$ 等,但这些参量之间并非相互独立,在气体的温度较高、压强较小时,其平衡态只需要两个独立参量来描述。

(1) 若选压强 p 、体积 V 为独立参量,则温度 T 可以表示成 p 、 V 的函数 $T = T(p, V)$;

(2) 若选体积 V 、温度 T 为独立参量,则压强 p 可以表示成 V 、 T 的函数 $p = p(V, T)$;

(3) 若选压强 p 、温度 T 为独立参量,则体积 V 可以表示成 p 、 T 的函数 $V = V(p, T)$ 。

称 $T = T(p, V)$ 或 $p = p(V, T)$ 或 $V = V(p, T)$ 为(理想气体)系统的**状态方程**。

压强 p 的单位为帕斯卡(Pa),即牛顿/米²(N/m²);体积 V 的单位为米³(m³),有时用升(L)来表示,1 L = 10⁻³ m³;温度的单位为开尔文(K)。

以独立的状态参量为坐标构成一个空间,称为**状态参量空间**。对于气体,若以 p 、 V 为独立变量,由于气体的每个平衡态都有确定的 p 、 V 值,所以每个平衡态都与参量空间的一个点对应,如前面抽隔板例子中的 1、2 态对应图 9-1-2 中的 1、2 两点。而从 1 态到 2 态之间的任何一个态,由于各处密度不均匀导致了各处压强、温度等不均匀,无法用一个确定的参量值去描述,所以非平衡态不能用参量空间的点来表示。有了参量空间后,系统的每个平衡态都与参量空间的一个点对应起来。

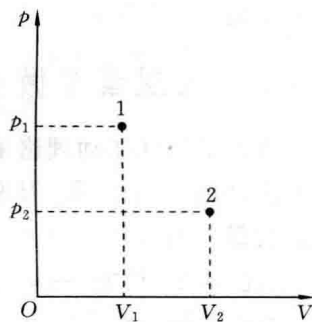


图 9-1-2 平衡态的表示

四、热力学过程 过程曲线

将系统从初态经过一系列中间态最后达到末态的这种状态演化的过程称为**热力学过程**,简称**过程**。按过程中的每一个态是否均为平衡态,将过程分为**准静态过程**与**非准静态过程**。准静态过程指的是除了初、末态以外每一个中间态也都是平衡态的过程。非准静态过程指的是中间态出现非平衡态的过程。如图 9-1-1 所示给出的过程即为非准静态过程。什么样的过程是准静态过程?我们看下面一个过程,如图 9-1-3 所示。

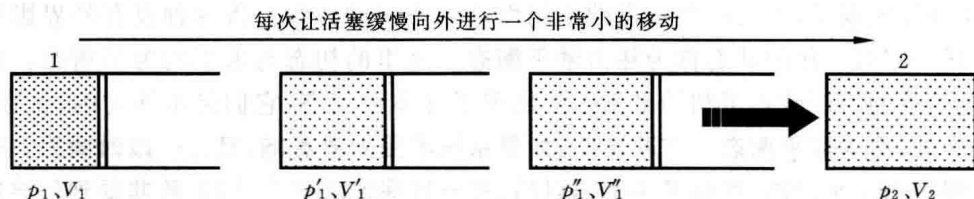


图 9-1-3 准静态过程的例子

将图 9-1-1 中的隔板换成活塞(见图 9-1-3),令活塞从 1 态开始非常缓慢地向外移动,由于活塞移动无限缓慢,以至于每移动一点气体都能够很快达到新的平衡态。这样,当气体从 1 态到 2 态演化的过程中,每一时刻的状态都十分接近平衡态,而每一个平衡态都与参量空间的一个点对应,将这些点连接起来就得到一条曲线,这条曲线称为过程曲线(见图 9-1-4(a))。而非准静态过程在参量空间没有对应的过程曲线(见图 9-1-4(b))。

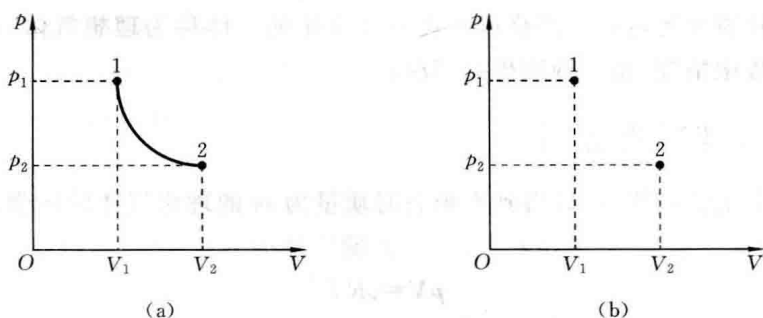


图 9-1-4

(a) 准静态过程曲线; (b) 非准静态过程没有过程曲线

由以上分析,可得出结论:无限缓慢进行的过程即为准静态过程。

五、温度与热力学第零定律

两个各自处在一定平衡态的系统,若发生热接触,则相互之间可以进行热交换。一般地,两个系统的状态都将发生变化。但经过一段时间后,各自都可达到一种宏观状态参量不再变化的状态。这表明两个系统都达到了一个新的各自的平衡态,此现象称为热平衡,其重要标志是两系统之间的热交换停止。实验证明:如果两个热学系统中的每一个都与第三个系统的某一平衡态处于热平衡,则此两系统必定也处于热平衡。这个结论称为热力学第零定律。

热力学第零定律实际上给出了温度的定义:相互处于热平衡的系统,显然具有某种共同的宏观状态参量,记这个参量为 T 。如果 A 与 B 热接触时,热量由 A 传给 B ,则表示为 $T_A > T_B$;反之,表示为 $T_B > T_A$ 。当 A 与 B 互为热平衡时, $T_A = T_B$ 。称参量 T 为温度。温度是决定一个系统是否与其他系统处于热平衡的状态参量。一切互为热平衡的系统,都具有相同的温度值。

热力学第零定律还给出了测量温度的依据:由于相互处于热平衡的系统具有相同的温度,当温度未知的系统与一个质量相对很小的系统达到热平衡时,小系统的温度就近似代表大系统的温度。而小系统又可通过它随温度变化的某一属性(例如气体的压强、材料的电阻、液柱的高度等)来表示出温度的相对高低,这时小系统就成了一个温度计。

温度的数值表示法称为温标,一般温标与测温物质及其性质有关。开尔文(L. Kelvin)在热力学第二定律基础上引入了一种热力学温标,它是一种不依赖于任何物质的特性的温标。热力学温度 $T(K)$ 与摄氏温度 $t(^{\circ}C)$ 的关系为

$$T = t + 273.15$$

第2节 理想气体状态方程与微观模型

气体是较简单且典型的热力学系统,是普通热学中研究的重点。对于质量一定的气体,可选压强 p 和体积 V 来描述其平衡态。

一、理想气体

一定质量的气体在温度不变时,压强与体积的乘积为常量,此为玻意耳(Boyle)定律,即

$$pV=C$$

对于不同的温度, C 的值也不同。各种气体都近似遵守该定律,且在气体压强越小、温度越高的情况下对此定律符合得越好。严格遵守玻意耳定律的气体称为理想气体,它是实际气体在压强趋于零时的极限情况,是一种理想的情况。

二、理想气体状态方程

由气体的基本实验定律,可以得到平衡态时质量为 m 的理想气体的压强、温度、体积之间的关系为

$$pV=\nu RT \quad (9-2-1)$$

式中, $\nu=m/M$ 为气体的摩尔数, M 为气体的摩尔质量, $M=\text{分子量} \times 10^{-3} \text{ kg}$, $R=8.31 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$ 为气体普适常量。

由阿伏加德罗(Avogadro)常量(每摩尔气体所包含的分子数)

$$N_A=6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

引入玻耳兹曼(L. Boltzmann)常量

$$k=\frac{R}{N_A}=1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

可把式(9-2-1)改写为

$$pV=\nu N_A k T=NkT$$

或

$$p=\frac{NkT}{V}=nkT \quad (9-2-2)$$

式中, N 为气体分子数; $n=\frac{N}{V}$ 是单位体积内的分子数,称为分子数密度。

1 mol 理想气体的状态方程为

$$pV_m=RT$$

该式表示,在同温同压下,1 mol 任何气体所占有的体积都相等。这称为阿伏加德罗定律。在标准状态 $T_0=273.15 \text{ K}$, $p_0=1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$ 下的这个体积称为理想气体的摩尔体积。根据 1986 年国际科学协会数据委员会推荐的物理基本常量,理想气体的摩尔体积为

$$V_m=(22.41410 \pm 0.00010) \text{ L/mol}$$

常用气体分子的摩尔质量如表 9-2-1 所示。

表 9-2-1 常用气体分子摩尔质量

物 质	符 号	$M/(\times 10^{-3} \text{ kg/mol})$
氢气	H_2	2.016
氦气	He	4.003
水蒸气	H_2O	18.005
氖气	Ne	20.180
氮气	N_2	28.013
一氧化碳	CO	28.010

续表

物 质	符 号	$M/(\times 10^{-3} \text{ kg/mol})$
空气(平均)		28.90
氧气	O_2	31.999
二氧化碳	CO_2	44.010

由摩尔质量和阿伏加德罗常数可表示出气体分子的质量 $m_i = M/N_A$ 。

【例题 9-1】 一篮球在温度为 0°C 时打入空气,直到球内压强为 1.5 atm ($1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$)。

(1) 在球赛时,篮球的温度升高到 30°C ,这时球内的压强多大?

(2) 在球赛过程中,球被刺破一小洞而漏气,问当球赛结束后,篮球的温度恢复到 0°C 时,漏掉的空气是原有空气的百分之几?

解 (1) 设球体积为 V_0 ,则 $p_0 = 1.5 \text{ atm}$, $T_0 = 273 \text{ K}$, $T = (273 + 30) \text{ K} = 303 \text{ K}$,由于在球赛过程中球内空气质量或摩尔数不变,故由理想气体状态方程得

$$\frac{pV_0}{T} = \frac{p_0V_0}{T_0}$$

即

$$p = \frac{T}{T_0} p_0 = \frac{303}{273} \times 1.5 \text{ atm} = 1.66 \text{ atm}$$

(2) 篮球漏气,最后球内外的压强必然达到相同, $p = 1 \text{ atm}$, $T_0 = 0^\circ\text{C}$,设这时球内空气质量为 m' ,由状态方程得

$$m' = \frac{MpV_0}{RT_0}$$

以 m 表示漏气前球内空气的质量,则

$$m = \frac{Mp_0V_0}{RT_0}$$

最终漏掉的空气与原有空气的百分比是

$$\frac{m - m'}{m} = \frac{p_0 - p}{p_0} = \frac{1.5 - 1}{1.5} = 33.3\%$$

【例题 9-2】 设想太阳是一个由氢原子组成的密度均匀的理想气体系统,若已知太阳中心的压强为 $1.35 \times 10^{14} \text{ Pa}$,试估计太阳中心的温度(太阳质量 $m = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$,太阳半径 $R = 6.96 \times 10^8 \text{ m}$,氢原子质量 $m_H = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$)。

解 分子数密度为

$$n = \frac{N}{V} = \frac{m/m_H}{4\pi R^3/3} = \frac{3m}{4\pi m_H R^3}$$

由式(9-2-2)即 $p = nkT$,得到太阳的温度为

$$\begin{aligned} T &= \frac{p}{nk} = \frac{4\pi m_H R^3 p}{3mk} = \frac{4 \times 3.14 \times 1.67 \times 10^{-27} \times (6.96 \times 10^8)^3 \times 1.35 \times 10^{14}}{3 \times 1.99 \times 10^{30} \times 1.38 \times 10^{-23}} \text{ K} \\ &= 1.15 \times 10^7 \text{ K} \end{aligned}$$

这是一个足以维持稳定的热核反应的温度。

三、理想气体微观模型

热力学系统由大量分子构成,由于无法直接观察到分子的运动,所以为了便于理论研究,

可以对分子的运动提出一些合理假设,在假设的基础上对气体的宏观性质进行分析判断,然后用实验来检验假设的正确与否。

在室温下,气体分子的运动速率为 $10^2 \sim 10^3$ m/s,分子在两次碰撞之间自由飞行的路程大约为 10^{-7} m,自由飞行的时间约为 10^{-10} s,因此一个分子在 1 s 内大约会发生 10^{10} 次碰撞。如果跟踪一个分子的运动,它的运动十分复杂,运动速度的大小和方向不断变化,自由飞行的路程有长有短,运动具有极大的偶然性。而系统又包含着极大数目的分子,所以这种偶然性造成整个气体内分子运动呈现出一种极为纷乱的景象,称气体分子的这种热运动为无规则或无序运动。

为了简化问题,这里对理想气体分子的运动作一些力学假设:

- (1) 一般不计分子的大小;
- (2) 气体分子与分子之间及气体分子与容器壁之间除了发生碰撞外无相互作用;
- (3) 除了特别考虑外,一般不计分子的重力;
- (4) 分子间及分子与器壁间的碰撞为弹性碰撞,遵守动量守恒和动能守恒定律。

虽然气体中每个分子的运动呈现出一种无规律性,但就整体来看,却存在着一定的规律性。例如,在不计重力的情况下,气体的分子数密度处处相等。又如,在一定温度下,气体分子按速度有一个确定的分布。正是由于这种规律性,使热力学中的各种宏观量分别与气体动理论中的某种微观量的平均值相联系。这种规律性称为统计规律。

下面以伽尔顿板实验来说明统计规律。在一块竖直放置的板的上部,规则地钉上许多铁钉,下部用隔板划分为许多等宽度的狭槽,从装置顶上的漏斗中可将小球向下投放。若每次只投入一个小球,则发现小球每次落入哪个狭槽完全是偶然的。但连续重复许多次实验后发现:小球落入中间槽的次数多,落入两端槽的次数少。若把大量小球一次倒入,则可以看到,小球在各槽内的分布是不均匀的,以中间槽为最多,向两端逐渐减少。在一次倒入的小球总数足够多,并且实验次数也足够多时,每次得到的分布曲线几乎相同(见图 9-2-1)。实验结果表明:单个或少数小球落入哪个狭槽的行为具有无规律性、偶然性。但大量小球落入狭槽的分布却体现出一种规律性、必然性。这种必然性是寓于大量个别事件的偶然性中,这就是我们所说的统计规律性。热力学系统也一样是由大量的原子、分子组成,个别原子、分子的行为具有无规律性、偶然性,但大量原子、分子的热运动就体现出一种规律性、必然性。所以对于热力学系统,我们是采取统计的方法加以研究的。以这样的统计规律性为根据,对理想气体可提出几个统计假设。

(1) 平衡态时,气体分子在容器中的空间分布是均匀的,由此可知,气体分子数密度 n 处处相同。

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

式中, ΔN 是体积 ΔV 中的分子数, N 是容器 V 中的分子数。

(2) 平衡态时,气体分子沿各个方向运动的机会是均等的。

分子速度分量 v_x, v_y, v_z 的平方平均值为

$$\overline{v_x^2} = \frac{\sum_i N_i v_{ix}^2}{N} = \frac{\sum_i n_i v_{ix}^2}{n}$$

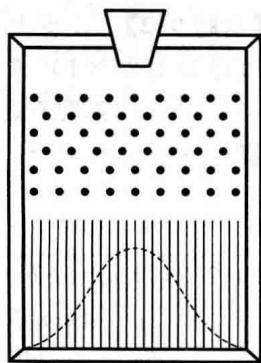


图 9-2-1 伽尔顿板实验

$$\overline{v_y^2} = \frac{\sum_i N_i v_{iy}^2}{N} = \frac{\sum_i n_i v_{iy}^2}{n}$$

$$\overline{v_z^2} = \frac{\sum_i N_i v_{iz}^2}{N} = \frac{\sum_i n_i v_{iz}^2}{n}$$

式中, N_i 为 N 个分子中速度为 v_i 的分子数, n_i 为相应的分子数密度。

由于分子的速度在哪一个方向上都不占优势, 所以可以认为沿各方向运动的分子数目相等, 则有

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$$

又由于

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}$$

所以有

$$\frac{1}{3} \overline{v^2} = \overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} \quad (9-2-3)$$

统计假设是对系统中大量分子平均而言, 系统包含的分子数愈多, 假设就愈接近实际情况。以上关于理想气体分子运动的力学假设和统计假设构成了理想气体的微观模型。

第3节 理想气体的压强和温度

一、压强

从微观上看, 气体对容器壁的压力应是大量气体分子对其碰撞的集体效应, 就像密集的两点打在伞上我们感受到一个均匀的压力一样。器壁所受的压强应等于大量分子单位时间内对其单位面积所施加的冲量。设气体的分子数密度为 n , 分子质量为 m_f , 单位体积中速度为 v_i 的分子有 n_i 个。在器壁上取一个单位面积 ΔS , 并以 v_i 为棱边作一斜柱体(见图9-3-1), 则其中速度为 v_i 的分子有 $n_i v_{ix}$ 个(v_{ix} 为速度 v_i 在与面 ΔS 垂直的方向上的速度分量), 它们将在单位时间内撞到器壁上。假设每个分子与器壁的碰撞都是弹性碰撞, 碰撞后分子的速度分量变为 $-v_{ix}$, 则这些分子施于器壁单位面积 ΔS 的冲量就为

$$[m_f v_{ix} - (-m_f v_{ix})] \times n_i v_{ix} = 2m_f n_i v_{ix}^2$$

因为分子具有各种可能的速度, 将上式对所有可能的速度求和, 求和时应把上式对所有 $v_{ix} > 0$ 的各个速度区间求和, 这是因为 $v_{ix} < 0$ 的分子不会撞到该面积的器壁上。这样, 得到单位时间内分子作用于器壁单位面积 ΔS 的总冲量为

$$\sum_{i(v_{ix} > 0)} 2m_f n_i v_{ix}^2$$

由于分子运动的无规律性, 平均下来, $v_{ix} > 0$ 和 $v_{ix} < 0$ 的分子数应各占分子总数的一半, 又由于此处求和涉及的是速度的平方, 所以如果用 $\sum$ 表示对所有分子(不管 $v_{ix} > 0$ 或 $v_{ix} < 0$) 求和, 则单位时间内碰到该单位面积 ΔS 上所有分子施予的总冲量为

$$\frac{1}{2} \sum_i 2m_f n_i v_{ix}^2 = \sum_i m_f n_i v_{ix}^2$$

由于单位时间内的冲量即为力, 压强即为单位面积上的力, 所以气体对器壁的宏观压强为

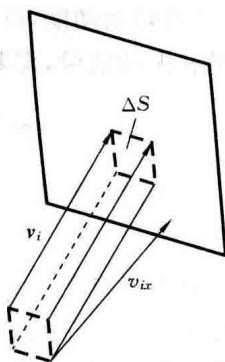


图 9-3-1 斜柱体

$$p = \sum_i m_i n_i v_{ix}^2 = m_i \sum_i n_i v_{ix}^2$$

再由平均值的定义及前面的统计假设知

$$\overline{v_x^2} = \frac{\sum_i n_i v_{ix}^2}{n}, \quad \frac{1}{3} \overline{v^2} = \overline{v_x^2}$$

得到

$$p = nm_i \overline{v_x^2} = \frac{1}{3} nm_i \overline{v^2}$$

由于 $\bar{\epsilon}_t = \frac{1}{2} m_i \overline{v^2}$ 表示分子的平均平动动能, 最后得到

$$p = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m_i \overline{v^2} \right) = \frac{2}{3} n \bar{\epsilon}_t \quad (9-3-1)$$

式(9-3-1)就是气体动理论的理想气体的压强公式。它把宏观量 p 和微观量的统计平均值联系起来, 从结果中我们得到了压强的微观本质, 即在分子数密度 n 一定的情况下, 压强的大小反映了气体分子平均平动动能的大小。这表明气体压强这个概念具有统计意义, 对大量气体分子才有明确意义。

二、温度

将公式 $p = \frac{2}{3} n \bar{\epsilon}_t$ 与状态方程 $p = nkT$ 比较, 得出

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{1}{2} m_i \overline{v^2} = \frac{3}{2} kT \quad (9-3-2)$$

该式左边为分子平均平动动能, 是微观量的统计平均值。而式子的右边为气体的温度, 是宏观量。此式给出了宏观量温度与微观量之间的关系, 说明理想气体的温度高低直接反映了分子平均平动动能的大小, 表征了系统内分子热运动的剧烈程度。按照这个观点, 热力学温度零度 ($T=0$ K) 表示分子没有热运动的温度。当然, 量子力学告诉我们, 即使在 $T=0$ K 时, 分子仍保持某种振动能量, 称为零点能量。式(9-3-2)说明了温度是大量分子热运动的集体表现, 所以温度这个概念对个别分子是毫无意义的。

第4节 能均分定理 理想气体的内能

实际上, 气体分子本身有一定大小并且还有比较复杂的内部结构。分子不仅具有平动动能, 还有转动动能, 以及分子内部原子之间的振动能量。为了进一步讨论平衡态下分子的转动能量和振动能量, 需要引入分子自由度的概念。

一、气体分子的自由度

自由度是用来确定物体空间位置的独立坐标数, 记为 i 。它是描述运动自由程度的物理量。

对于单原子分子气体(如氦气、氖气、氩气等), 可以将原子看作是一个质点, 需要三个独立坐标 x, y, z 来描述它的位置, 所以具有三个平动自由度, $i=t=3$ (见图 9-4-1), t 代表平动自由度。对于双原子分子气体(如氢气、氧气、一氧化碳等), 如果认为分子是刚性的(就好像一根轻质刚性杆连接两个质点), 则首先要用三个坐标确定其质心位置, 即三个平动自由度($t=3$),

还需要两个独立坐标确定两个原子连线的方位,该方位可用连线与坐标轴的三个夹角 α, β, γ 来确定。因为三者之间有关系式

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$$

所以只有两个是独立的。这两个坐标给出了分子的转动状态,相应的自由度叫作**转动自由度**,以 r 表示。所以,刚性双原子分子的总自由度 $i = t + r = 3 + 2 = 5$ (见图 9-4-2)。实际上,双原子分子不完全是刚性的,在原子间作用力的支配下,分子内部原子之间要发生相对振动,此时的双原子分子为非刚性的(假如把分子内原子之间的微振动近似看成谐振动,则双原子分子好像一根轻质弹簧连接两个质点)。对于非刚性双原子分子,还需要用一个坐标来确定两原子间的距离,这个自由度称为**振动自由度**,以 s 表示。所以,对于非刚性双原子分子,其总自由度 $i = t + r + s = 3 + 2 + 1 = 6$ (见图 9-4-3)。

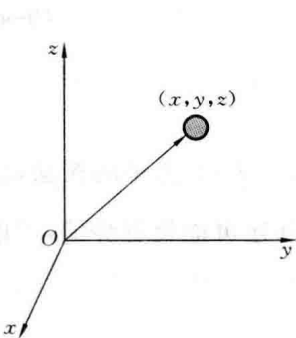


图 9-4-1 单原子分子

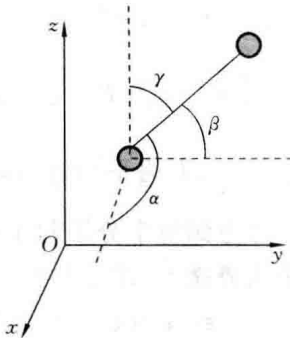


图 9-4-2 刚性双原子分子

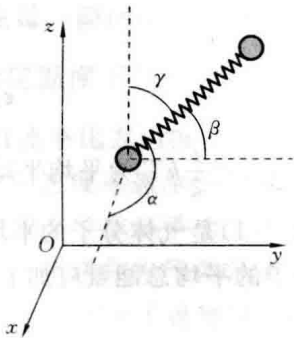


图 9-4-3 非刚性双原子分子

对于刚性多原子分子,其自由度为 6,即三个平动自由度加三个转动自由度。而非刚性多原子分子的自由度较为复杂,除了有三个平动自由度和三个转动自由度外,还有 $3n - 6$ 个振动自由度(n 为分子中原子数)。分子的自由度如表 9-4-1 所示。

表 9-4-1 分子的自由度

分子种类		t	r	s	$i = t + r + s$
单原子分子		3	0	0	3
双原子分子	刚性	3	2	0	5
	非刚性	3	2	1	6
多原子分子	刚性	3	3	0	6
	非刚性	3	3	$3n - 6$	$3n$

二、能量按自由度均分定理

我们已经得到理想气体分子的平均平动动能

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{1}{2} m_f \overline{v^2} = \frac{3}{2} kT$$

由于

$$\frac{1}{3} \overline{v^2} = \overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$$