

高 等 学 校 教 材

大学物理 (下册)

主 编 王亚民
副主编 孟泉水 常 琳
田玉仙 班丽瑛

高等教育出版社

高等学校教材

大学物理 (下册)

主 编 王亚民
副主编 孟泉水 常 琳
田玉仙 班丽瑛



高等教育出版社·北京

内容简介

本书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《理工科大学物理课程教学基本要求》(2010年版)编写而成。本书知识体系完整,内容科学性强;概念准确,语言表述简洁;数学推导严谨,繁简适当。本书力图在切实加强基础理论的同时,突出训练和培养学生的科学素质及分析问题、解决问题的能力。本书包括力学、电磁学、热学、振动与波动、波动光学、近代物理基础等内容。

本书可作为高等学校工科各专业的大学物理课程教材,也可供理科非物理专业选用。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理.下册/王亚民主编.--北京:高等教育出版社,2018.3

ISBN 978-7-04-047372-8

I. ①大… II. ①王… 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(2017)第021777号

Daxue Wuli

策划编辑 忻 蓓	责任编辑 忻 蓓	封面设计 赵 阳	版式设计 杜微言
插图绘制 杜晓丹	责任校对 刘丽娴	责任印制 毛斯璐	

出版发行 高等教育出版社	网 址 http://www.hep.edu.cn
社 址 北京市西城区德外大街4号	http://www.hep.com.cn
邮政编码 100120	网上订购 http://www.hepmall.com.cn
印 刷 三河市华骏印务包装有限公司	http://www.hepmall.com
开 本 787 mm×1092 mm 1/16	http://www.hepmall.cn
印 张 15.5	
字 数 330千字	版 次 2018年3月第1版
购书热线 010-58581118	印 次 2018年3月第1次印刷
咨询电话 400-810-0598	定 价 28.50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 47372-00

○ 目 录

第三篇 热 学

第九章 气体动理论	003	方程	029
§ 9-1 物质分子动理论的基本 概念 理想气体物态 方程	003	第十章 热力学	036
§ 9-2 理想气体的压强	007	§ 10-1 准静态过程 功 内能	036
§ 9-3 理想气体的温度	010	§ 10-2 热力学第一定律	038
§ 9-4 能量均分定理 理想 气体的内能	011	§ 10-3 热力学第一定律对 理想气体等值过程的 应用	039
§ 9-5 麦克斯韦速率分布 定律	015	§ 10-4 气体的摩尔热容	043
§ 9-6 气体分子的平均碰撞 频率和平均自由程	020	§ 10-5 理想气体的绝热 过程	046
§ 9-7 玻耳兹曼分布律	023	§ 10-6 循环过程 卡诺 循环	052
§ 9-8 气体内的迁移现象	025	§ 10-7 热力学第二定律	058
§ 9-9 真实气体 范德瓦耳斯		§ 10-8 熵 熵增加原理	063

第四篇 机械振动和机械波

第十一章 机械振动基础	075	第十二章 机械波	097
§ 11-1 简谐振动及其特征 ...	075	§ 12-1 机械波的产生和 传播	097
§ 11-2 描述简谐振动的基本 物理量	077	§ 12-2 波速 波长 波的 周期与频率	098
§ 11-3 简谐振动的几何 表示法	082	§ 12-3 平面简谐波的 波函数	100
§ 11-4 简谐振动的能量	083	§ 12-4 波的能量 能流密度 波的吸收	105
§ 11-5 阻尼振动 受迫振动 共振	084	§ 12-5 波的反射 折射 衍射	108
§ 11-6 简谐振动的合成	087		

§ 12-6 惠更斯原理及其 应用	109	§ 12-8 驻波	112
§ 12-7 波的叠加 波的 干涉	110	§ 12-9 声波	116
		§ 12-10 多普勒效应	117

第五篇 光 学

第十三章 波动光学	125	* § 13-10 光学仪器的分 辨率	154
§ 13-1 光的干涉	125	§ 13-11 伦琴射线的衍射	158
§ 13-2 光波 相干光波的 获得	125	§ 13-12 光的偏振	159
§ 13-3 杨氏双缝干涉	128	§ 13-13 马吕斯定律 偏振片的 起偏和检偏作用	162
§ 13-4 半波损失 光程	131	§ 13-14 反射光和折射光的偏振 布儒斯特定律	164
§ 13-5 薄膜干涉	134	§ 13-15 光的双折射	166
§ 13-6 迈克耳孙干涉仪	143	* § 13-16 旋光现象	169
§ 13-7 光的衍射	144		
§ 13-8 单缝夫琅禾费衍射 ..	145		
§ 13-9 光栅衍射	150		

第六篇 近代和现代物理

第十四章 狭义相对论	177	§ 15-4 氢原子光谱的 规律性	205
§ 14-1 经典力学的绝对 时空观	177	§ 15-5 玻尔理论与氢原子的 能级	206
§ 14-2 狭义相对论基本假设 洛伦兹变换	180	§ 15-6 德布罗意假设 物质的 波粒二象性	210
§ 14-3 狭义相对论的 时空观	185	§ 15-7 量子力学简介	214
§ 14-4 狭义相对论动力学主要 结论	188	第十六章 现代物理技术	220
第十五章 量子物理基础	194	§ 16-1 激光技术	220
§ 15-1 热辐射定律 普朗克 量子假设	194	§ 16-2 光导纤维	225
§ 15-2 光电效应	200	§ 16-3 超导电性	228
§ 15-3 康普顿效应	204	§ 16-4 纳米技术	233
		§ 16-5 等离子体	236
		§ 16-6 混沌现象	238

第三篇 热 学

热学是研究物质热现象和热运动规律的学科。自然界中热运动所涉及的现象非常普遍。我们经常遇到的一切与物体冷热状态相关联的熔化、蒸发、凝结、凝固等物质状态变化的宏观现象，都是热运动的具体表现。

研究热运动可从微观和宏观两方面进行，前者叫统计物理学，后者叫热力学。统计物理学的研究方法是以物质的原子分子结构概念和分子热运动的概念为基础，运用统计方法，解释和阐明各种宏观热现象的微观本质，确立宏观量和微观量之间的关系。热力学则不考虑物质的微观结构和过程，从能量观点出发，分析研究在物态变化过程中有关热功转换的关系和条件。两者的关系是：热力学所研究的物质宏观性质，经统计物理学分析，才能了解其本质；统计物理学的理论，经热力学的研究而得到验证。因此，两者彼此联系，相互补充，不可偏废。

第九章

气体动理论

自然界中的熔化、蒸发、凝结、凝固等物质状态变化的宏观现象，都是热运动的具体表现。热运动与前面已经讨论过的机械运动以及后面将要研究的电磁运动等其他形式的运动之间，存在着广泛、深刻的内在联系和相互转化。虽然每个微观粒子的运动是不规则的，具有很大的偶然性，但大量微观粒子的运动在整体上遵循着确定的规律，这是热运动的特点。热运动是区别于其他运动形式的另一种基本运动形式。

微观粒子具有一定大小和质量，作无规则运动，具有速度、能量等，这些反映个别粒子特征的量叫微观量，微观量一般是不能用实验直接测量的。表征大量分子集体特性的量，如气体的压强、温度、热容等叫宏观量，宏观量可以由实验直接测量。分子动理论认为：虽然每一个分子的运动，遵循牛顿运动定律，但要想应用单纯的力学定律，追随每一个分子研究它的运动是不现实的，同时也是不必要的。分子动理论还认为：表征分子集体特性的宏观量（如压强、温度）和分子微观量的某种平均值是有确定关系的。因此，分子动理论的研究方法是：在牛顿力学的基础上，应用统计的方法来求大量分子微观量的平均值与宏观量之间的关系，从而阐明各种宏观热现象的微观本质。



文档：玻耳兹曼

§9-1 物质分子动理论的基本概念 理想气体物态方程

物质分子动理论的三个基本假设 物质分子动理论的三个基本假设是建立在坚实的实验事实的基础之上的，三个基本假设是：

1. 实物由大量不连续的彼此有一定距离的分子或原子组成

我们研究的物质系统包含有数目极大的微小粒子——分子或原子。例如，在通常情况下 1 cm^3 体积的气体中大约有 2.6×10^{19} 个分子或原子。最小的分子（或原子）的线度的数量级是 10^{-10} m ，可见分子（或原子）的尺寸是非常之小的。因为分子很小，所以组成物体的分子数目虽然很多，但分子也不是一个挨一个紧密地聚集在一起，而是彼此之间保持着一定距离，存在着间隙。气体很容易被压缩，这是气体分子彼此间有一定距离的证据。 1 cm^3 纯水和 1 cm^3 酒精混合后总体积小于 2 cm^3 ，这是由于水分子和酒精分子大小不一样，摇晃混合时，小的分子挤到大的分子空隙中去了的缘故。钢筒中的油在 20 000 大气压左右的压强下，会从钢筒壁中渗透出来，这意味着钢（固体）的分子之间也有可以让油分子通过的空隙存在。

2. 分子永不停息地作无规则运动

大量实验证明, 物质内分子处于杂乱无章的、永不停息的运动状态. 这可以用扩散现象和布朗运动加以说明, 实验发现, 分子无规则运动的剧烈程度与温度的高低有密切的关系, 温度愈高, 分子的无规则运动就愈剧烈, 所以叫做分子热运动.

3. 分子之间同时存在着引力和斥力

构成物体的分子之间存在着间隙, 但要压缩物体却需要外界压力, 特别是要压缩液体和固体还相当困难. 物体不易压缩的事实, 说明物体的分子之间存在排斥力的作用. 气体、液体或固体受压时所产生抵抗压缩的弹性力, 是分子间存在着排斥力的宏观表现. 分子间虽然有间隙, 但大量分子在一定条件下, 还是能聚集在一起而形成固体、液体或气体, 这说明分子之间存在吸引力. 例如, 钢丝受拉力而形变时产生抵抗拉伸的弹性力, 就是分子间存在相互吸引力的宏观表现.

两块作相对运动的固体, 如果接触面比较粗糙, 摩擦力较大; 如果接触面比较光滑, 摩擦力变小; 如果接触面非常光滑, 摩擦力反而增大, 因为这时两接触面上有更多的分子彼此挤得很近而参与相互吸引的缘故. 近年来出现的摩擦焊接技术, 就是利用分子间的吸引力, 将两块磨光的固体压紧并沿相反方向高速旋转, 这两块固体就被“焊接”成一个整体了.

总之, 分子之间既有引力, 又有斥力, 统称为分子力.

分子间引力和斥力的大小均随分子间的距离而改变, 两个分子之间的引力 F_1 和斥力 F_2 以及引力和斥力的合力 F , 随两分子间距离的变化情况如图 9-1 所示. 由图可见, 两个分子间距离 $r=r_0$ (约为 10^{-10} m) 时, 合力为零, 距离 r_0 称为平衡位置, 当 $r<r_0$ 时, 分子间的作用就表现为斥力 ($F_{斥}>F_{引}$), 斥力使两分子“碰撞”后分开; 当 $r>r_0$ 时, 分子间的作用表现为引力 ($F_{引}>F_{斥}$), 当 r 超过 R_0 时, 分子间的作用变得十分微弱, 可以认为等于零, R_0 叫做分子作用半径, 其数量级大约为 10^{-8} m.

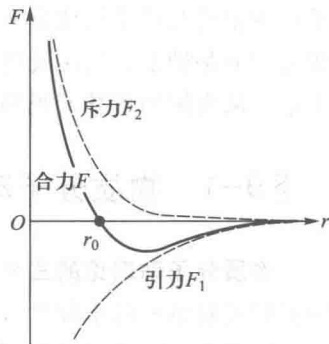


图 9-1 分子力示意图

根据大量实验事实, 分子动理论断言: 物质由大量分子组成, 分子间有一定间隙; 分子都在永不停息地作无规则运动; 分子间存在相互作用力.

状态参量 参与描述物体运动状态的变量叫做状态参量. 对于一定量的气体, 通常用压强、体积和温度描述它的状态, 并称之为气体的状态参量.

1. 气体的压强

气体的压强是气体对容器壁单位面积上的垂直排斥力, 是大量气体分子对容器壁不断碰撞的平均效果. 压强的单位是帕斯卡 (符号为 Pa).

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

压强的单位有时还用标准大气压 (单位符号为 atm)、毫米汞柱 (mmHg) 表示, 它们和帕斯卡的换算关系是

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

$$1 \text{ mmHg} = 1.33 \times 10^2 \text{ Pa}$$

2. 气体的体积

气体的体积是指气体分子运动能够到达的空间范围, 与气体分子本身体积的总和不同. 通常说的气体状态参量中的体积是指容纳气体容器的容积, 体积的单位是立方米 (m^3), 有时也用升和立方厘米 (cm^3).

$$1 \text{ L} = 1 \text{ dm}^3 = 1000 \text{ cm}^3$$

3. 气体的温度

物体的冷热程度用温度表示. 较热的物体比较冷的物体有较高的温度. 气体的温度是气体冷热程度的量度. 温度的数量表示方法叫做温标, 温标有两种, 一种是热力学温标 T , 它的单位是开尔文 (符号是 K); 另一种是摄氏温标 t , 它的单位是摄氏度 ($^{\circ}\text{C}$). 二者之间的数量关系是

$$T/\text{K} = t/^{\circ}\text{C} + 273.15$$

平衡状态 给定容器中的定量气体, 容器中气体各部分具有相同温度、密度和压强. 这一状态将不再随时间变化, 这种状态叫做平衡状态, 简称平衡态. 否则, 叫做非平衡状态. 气体处于平衡态时, 可用一组状态参量 (p 、 V 、 T) 来描述. 应当指出, 平衡状态是指气体宏观性质不再发生变化的状态, 从微观上看, 气体分子的热运动并没有停止, 所以这种平衡状态应该叫做热动平衡状态.

定量气体与外界交换能量时, 原来的平衡状态受到破坏, 待到与外界停止交换能量, 经过一定时间, 又达到另一个新的平衡状态. 气体从某一状态经过一系列中间状态过渡到另一状态, 叫做热力学过程. 如果其中经过的所有中间状态都非常接近于平衡状态, 则称这种状态变化过程为准静态过程或平衡过程.

理想气体物态方程 处于平衡状态的定量气体, 如果描述它的三个状态参量 p 、 V 、 T 中的任何一个发生变化, 则其他一个或两个也要跟着发生变化. 精确的实验指出, 若是压强不太高 (和大气压比较)、温度不太低 (和室温比较), 一定质量的气体由某一初始平衡状态过渡到其他任一平衡状态时, 状态参量 p 、 V 、 T 之间的关系总有

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = \dots = \frac{p_n V_n}{T_n}$$

或

$$\frac{pV}{T} = C \text{ (常量)}$$

我们把严格遵守上述方程的气体叫做理想气体, 上述方程叫做理想气体物态方程.

质量为 m 、摩尔质量为 M 的气体, 其物质的量为 $\nu = \frac{m}{M}$, ν 称为摩尔数, 引入摩尔气体常量

$$R = 8.31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

得到理想气体物态方程的另一形式为

$$pV = \frac{m}{M}RT \tag{9-1}$$

1 摩尔气体中的分子数是 $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, N_A 称为阿伏伽德罗常量. 设气体的质量为 m , 每个分子的质量为 m_0 , 气体分子的总数为 N , 于是气体的质量 $m = Nm_0$, 气体的摩尔质量 $M = N_A m_0$, 代入式 (9-1) 得

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

式中, $\frac{N}{V} = n$ 是单位体积中的气体分子数, 即分子数密度. 用另外一个常量 k 表示常量 R 和 N_A 的比值, 我们得到理想气体物态方程的又一形式为

$$p = nkT \tag{9-2}$$

式中, k 叫做玻耳兹曼常量, 其值为

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8.31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}}{6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$$

例 9-1 一氧气瓶内装有质量为 3.07 kg、压强为 60.0 atm、温度为 32 °C 的氧气. 因为氧气瓶漏气, 经过一段时间后, 压强降到 54.0 atm, 温度降到 27 °C. 求: ① 氧气瓶的容积; ② 这一段时间漏出的氧气的质量 (瓶中氧气可看作理想气体).

解 ① 根据理想气体物态方程

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

可求得氧气瓶的容积为

$$V = \frac{mRT}{Mp} = \frac{3.07 \times 8.31 \times (273 + 32)}{32 \times 10^{-3} \times 60.0 \times 1.013 \times 10^5} \text{ m}^3 = 4.00 \times 10^{-2} \text{ m}^3$$

② 设经过这段时间后瓶内氧气的压强减小到 p' , 温度降低到 T' , 则瓶中剩余氧气质量 m' 亦可由理想气体物态方程求得

$$\begin{aligned} m' &= \frac{Mp'V}{RT} = \frac{32 \times 10^{-3} \times 54.0 \times 1.013 \times 10^5 \times 4.00 \times 10^{-2}}{8.31 \times (273 + 27)} \text{ kg} \\ &= 2.81 \text{ kg} \end{aligned}$$

因此, 漏出去的氧气的质量为

$$\Delta m = m - m' = (3.07 - 2.81) \text{ kg} = 0.26 \text{ kg}$$

例 9-2 试求标准状态下 1 cm^3 的空气中所包含的分子数. 设空气为理想气体.

解 由理想气体物态方程

$$p = nkT$$

得

$$n_0 = \frac{p_0}{kT_0} = \frac{1.013 \times 10^5}{1.38 \times 10^{-23} \times 273} \text{ m}^{-3}$$

$$= 2.68 \times 10^{25} \text{ m}^{-3} = 2.68 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

n_0 对标准状态下的任何理想气体均适用, 叫做洛施密特常量.

§9-2 理想气体的压强

压强是指单位面积容器壁受到气体的垂直压力, 那么气体的压强到底是由什么来决定的呢? 按照分子动理论的观点, 气体分子是不断运动着的, 它们彼此碰撞并和容器壁碰撞, 气体的压强就是大量气体分子持续不断对容器壁碰撞的结果.

为了推导方便, 对气体分子的性质再作一些理想化的假设, 提出理想气体的分子模型.

理想气体的分子模型

① 同种气体分子质量相同, 气体分子本身的大小可以忽略不计; 它们的运动遵守牛顿运动定律.

② 可将每个分子看作完全弹性的小球, 碰撞时遵守能量守恒定律和动量守恒定律.

③ 除碰撞瞬间外, 分子间的相互作用力可以忽略不计, 分子受的重力也忽略不计.

除了提出分子模型之外, 在具体运用时, 还必须做出统计性的假设.

统计假设

由于在平衡状态下容器中气体的密度是到处均匀的, 因此对大量分子来说, 我们可以假定分子沿各个方向运动的概率是均等的, 即在任一时刻沿各个方向运动的分子数目相等, 分子速度在各个方向的分量的各种平均值也相等. 例如 $\overline{v_x} = \overline{v_y} = \overline{v_z}$, $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$, 等. 应当指出, 这种统计的观点, 只有对大量分子在平均的意义上才是正确的. 气体的分子数愈多, 准确度就愈高.

理想气体的压强公式

设有一边长为 l_1 、 l_2 及 l_3 的长方形容器, 其容积为 $V = l_1 l_2 l_3$, 其中盛有 N 个同种气体分子, 每个分子的质量为 μ . 容器的两个侧面 A_1 和 A_2 (面积都等于 A) 与 x 轴垂直如图 9-2 所示. 我们计算 A_1 面上的压强.

考虑某个分子 α , 它的速度为 v , 速度的三个分量为 v_x 、 v_y 、 v_z . 因为分子与容器壁的碰撞是完全弹性的 (分子模型 2), 所以分子 α 与器壁碰撞后速度的方向改变、大小不变. 又因为气体分子本身大小忽略不计 (分子模型 1). 分子间相互作用力忽略不计 (分子模型 3). 所以分子 α 除和器壁碰撞的瞬间外沿直线运动, 分子 α 与 A_1 面两次连续碰撞所经过的路径如图 9-3 所示. 分子 α 与 A_1 面每碰撞一次, 动量改变 $(-m_0 v_x) - m_0 v_x = -2m_0 v_x$. 由动量定理和牛顿第三定律 (分子模型 1), A_1 面受到分子 α 的冲量是 $2m_0 v_x$. 分子 α 和 A_1 面碰撞后被弹回飞向

A_2 面, 又被 A_2 面弹回再次冲向 A_1 面. 可见分子 α 每和 A_1 面碰撞一次要在 x 方向上运行 $2l_1$ 的距离. 单位时间内和 A_1 面碰撞次数为 $v_x/2l_1$, 所以单位时间内分子 α 给予 A_1 面的冲量是 $2m_0v_x \cdot v_x/2l_1$. 对于其他的分子, 它们的速度可能不相同, 但它们施于 A_1 面的冲量的数学表示式却和分子 α 的一样, 单位时间内容器 V 中全部 N 个分子对 A_1 面冲量的总和就是对容器壁面 A_1 的平均压力, 即

$$F = 2m_0v_{1x} \cdot \frac{v_{1x}}{2l_1} + 2m_0v_{2x} \cdot \frac{v_{2x}}{2l_1} + \cdots + 2m_0v_{Nx} \cdot \frac{v_{Nx}}{2l_1}$$

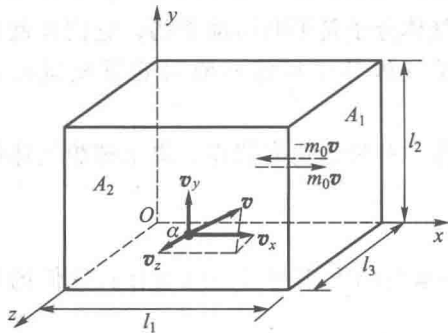


图 9-2 推导气体压强公式用图

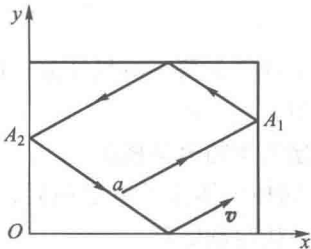


图 9-3 分子 α 与 A_1 面两次连续碰撞所经过的路径

A_1 面所受到的压强则为

$$\begin{aligned} p &= \frac{F}{A} = \frac{m_0}{l_1 l_2 l_3} (v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + \cdots + v_{Nx}^2) \\ &= \frac{Nm_0}{l_1 l_2 l_3} \left(\frac{v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + \cdots + v_{Nx}^2}{N} \right) \end{aligned}$$

令 $n = \frac{N}{l_1 l_2 l_3}$ 表示单位容积中的气体分子数, 将 $\frac{v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + \cdots + v_{Nx}^2}{N}$ 记作 $\overline{v_x^2}$, 上式可写为

$$p = nm_0 \overline{v_x^2}$$

另一方面, 对每个分子有

$$\begin{aligned} v_1^2 &= v_{1x}^2 + v_{1y}^2 + v_{1z}^2 \\ v_2^2 &= v_{2x}^2 + v_{2y}^2 + v_{2z}^2 \\ &\vdots \\ v_N^2 &= v_{Nx}^2 + v_{Ny}^2 + v_{Nz}^2 \end{aligned}$$

将以上诸式两边分别相加并除以分子总数 N , 得

$$\frac{v_1^2 + v_2^2 + \cdots + v_N^2}{N} = \frac{v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + \cdots + v_{Nx}^2}{N} + \frac{v_{1y}^2 + v_{2y}^2 + \cdots + v_{Ny}^2}{N} + \frac{v_{1z}^2 + v_{2z}^2 + \cdots + v_{Nz}^2}{N}$$

上式两边可分别简记为 $\overline{v^2}$ 、 $\overline{v_x^2}$ 、 $\overline{v_y^2}$ 、 $\overline{v_z^2}$, 得

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

由统计假设得

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

则有

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

代入式 (9-3) 得

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \overline{v^2} \quad (9-3a)$$

或

$$p = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m_0 \overline{v^2} \right) = \frac{2}{3} n \overline{\varepsilon_k} \quad (9-3b)$$

式中, $\overline{\varepsilon_k} = \frac{1}{2} m_0 \overline{v^2}$, 叫做分子的平均平动动能, 式 (9-3a) 或式 (9-3b) 就是

理想气体的压强公式. 式 (9-3b) 说明理想气体的压强与气体分子数密度及分子的平均平动动能成正比, 即与气体分子平均平动动能的体密度成正比. 实际上, 气体分子速度各不相同, 碰撞时速度不断改变, 因此, 分子的平均平动动能是个统计平均值. 另外如果将考察时间缩得很短, 体积缩得很小, 分子数密度将时大时小且各处不尽相同, 气体分子对容器壁的碰撞时断时续, 因此, 分子数密度及分子对器壁的碰撞均为统计平均值. 所以我们说气体的压强是大量气体分子对容器壁经常、持续、频繁碰撞的平均效果. 压强具有统计平均的意义.

例 9-3 一球形容器, 半径为 R , 盛有理想气体, 每个分子质量为 m_0 , 求:

① 若某一分子速率为 v_i , 与容器壁法线成 θ_i 角射向器壁作完全弹性碰撞. 问该分子在连续两次同器壁碰撞之间运动了多少距离?

- ② 该分子每秒钟碰撞器壁多少次?
③ 每次碰撞给予器壁的冲量是多大?
④ 导出理想气体的压强公式.

解 ① 如图 9-4 所示, 分子同器壁作完全弹性碰撞, 入射角等于反射角, 故分子每和器壁碰撞一次运行距离为 $2R \cos \theta_i$.

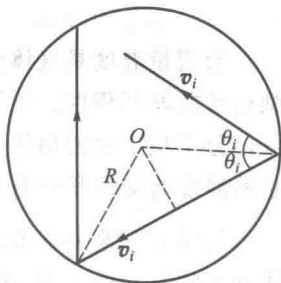


图 9-4 例 9-3 用图

② 这个分子每与器壁碰撞一次需要时间为 $\Delta t_i = 2R \cos \theta_i / v_i$, 所以单位时间内对壁面的碰撞次数为 $\frac{1}{\Delta t_i} = \frac{v_i}{2R \cos \theta_i}$

③ 每碰撞一次给予器壁的冲量是

$$2m_0 v_i \cos \theta_i$$

④ 单位时间内该分子给予器壁的冲量是

$$2m_0 v_i \cos \theta_i \cdot \frac{v_i}{2R \cos \theta_i} = \frac{m_0 v_i^2}{R}$$

单位时间内全部 N 个分子给予球形容容器内壁的总冲量, 即作用力为

$$\sum_{i=1}^N \frac{m_0 v_i^2}{R} = \frac{m_0}{R} \sum_{i=1}^N v_i^2$$

容器内壁总面积是 $4\pi R^2$, 气体体积是 $\frac{4}{3}\pi R^3$, 所以器壁单位面积上受到的作用力, 即压强为

$$p = \frac{\frac{m_0}{R} \sum_{i=1}^N v_i^2}{4\pi R^2} = \frac{1}{3} \frac{N}{\frac{4}{3}\pi R^3} m_0 \frac{\sum_{i=1}^N v_i^2}{N} = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m_0 \overline{v^2} \right)$$

§9-3 理想气体的温度

根据理想气体的压强公式和物态方程可以导出理想气体的温度与气体分子平均平动动能之间的关系, 从而阐明温度这一概念的微观本质.

将理想气体压强公式 $p = \frac{2}{3} n \overline{\varepsilon_k}$ 和理想气体物态方程 $p = nkT$ 比较, 得

$$\frac{2}{3} n \overline{\varepsilon_k} = nkT$$

即

$$\overline{\varepsilon_k} = \frac{1}{2} m_0 \overline{v^2} = \frac{3}{2} kT \quad (9-4)$$

宏观量温度是气体分子平均平动动能的直接量度. 温度反映了大量分子无规则运动的剧烈程度, 气体的温度愈高, 表明气体分子的运动愈剧烈. 温度是大量气体分子热运动的集体表现, 温度具有统计平均的意义. 因此对于单个分子谈论它的温度有多高是没有意义的.

气体分子速率平方的平均值再开平方, 即 $\sqrt{\overline{v^2}}$, 是一种统计平均速率, 叫气体分子的方均根速率. 根据式 (9-4) 得到方均根速率值为

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (9-5)$$

如果两种理想气体的温度相同, 则它们的分子平均平动动能也相等, 在相同温度下两种不同分子组成的混合气体, 它们的方均根速率之比与它们质量的平方根成反比, 有

$$\frac{\sqrt{\overline{v_1^2}}}{\sqrt{\overline{v_2^2}}} = \frac{\sqrt{m_{02}}}{\sqrt{m_{01}}}$$

上面这个式子的直接应用, 是分离两种相对分子质量不同的气体. 将两种不同分子组成的混合气体盛于抽成真空的、中间用多孔塞壁隔开的容器一边, 则混

合气体在通过多孔塞壁向真空一边扩散的过程中, 质量较小的分子将先于质量较大的分子通过多孔塞壁而跑在前面. 采用多级扩散的方法, 就可以“过滤”出质量较小的分子. 这种方法常被用来分离同位素. 例如, 从气态化合物六氟化铀 $^{235}\text{UF}_6$ 和 $^{238}\text{UF}_6$ 中分离出含量较少的 $^{235}\text{UF}_6$, 再制出可裂度的核燃料 ^{235}U .

只有当分子平均平动动能为零即分子热运动已停止时, 温度 T 才等于零. 可是, 没有任何方法可以使分子热运动停止, 所以绝对零度是达不到的.

虽然绝对零度是分子热运动停止的温度, 但是按照量子理论, 这并不意味着在这种温度下物质分子的任何运动都停止了. 量子论证实, 即使在绝对零度时, 固体点阵上的粒子仍然保持着某种振动, 这种振动所具有的能量称为零点能量. 金属中的自由电子就具有可观测的零点能量, 在绝对零度时, 它们仍然是运动着的.

§9-4 能量均分定理 理想气体的内能

我们介绍自由度的概念, 然后讨论平衡状态下气体分子能量所遵从的统计规律——能量按自由度均分原理, 并应用这一规律计算理想气体的内能.

自由度 确定一个物体在空间的位置所需要的独立坐标的数目, 叫做这个物体的自由度.

例如, 一个在空间可以自由运动的质点, 要确定它的位置需要三个独立坐标 (譬如 x 、 y 、 z), 我们就说这质点有三个自由度, 这三个自由度是平动自由度. 如果限制质点在一个平面或曲面上运动, 它的位置只需要两个独立的坐标便可确定, 这样的质点就只有两个自由度. 若限制质点在一直线或曲线上运动, 用一个独立坐标就足以确定它的位置, 即这个质点只有一个自由度.

一个在空间可以自由运动的刚体, 它的运动可分解为质心的平动和绕通过质心的轴的转动, 如图 9-5 所示, 其中: ① 为了确定质心在平动过程中任一时刻的位置, 需要三个独立坐标 x 、 y 、 z , 即刚体有三个平动自由度; ② 为了确定刚体绕通过质心轴的转动状态, 首先需要确定该轴的方位, 这可用三个方位角 α 、 β 、 γ 来表示, 但由于 α 、 β 、 γ 之间存在着 $\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1$ 的关系, 所以三个量中只有两个是独立的, 即确定转轴方位的自由度仅有两个; 其次要确定刚体绕该轴的转动, 这可用角度 θ 表示, 即又有一个自由度. 这样, 刚体绕通过质点的轴的转动, 共有三个转动自由度. 因此, 一个在空间可以自由运动的刚体共有六个自由度, 即三个平动自由度和三个转动自由度.

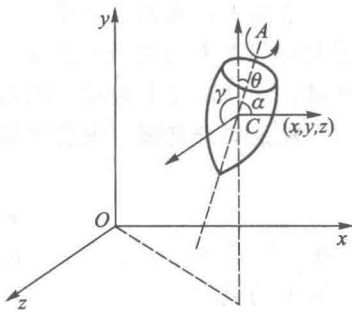


图 9-5 刚体的自由度

分子的自由度 根据分子结构的不同, 可以分为单原子分子、双原子分子、三原子分子及多原子分子. 对于单原子分子 (如 He、Ne 等), 由于原子很小,

可看作空间中自由运动的质点，有三个自由度 [图 9-6 (a)]。在双原子分子 (如 O_2 、 CO 等) 中，如果将结合两个原子的化学键看作是刚性键，两个原子间的相对位置保持不变，确定它的质心 O' 需要三个独立坐标，确定其连线的方位需要两个独立坐标 [如图 9-6 (b) 中的 α 、 β]；由于两个原子被看作是两个质点，所以绕连线为轴的转动不予考虑。这样，刚性双原子分子共有五个自由度，即三个平动自由度和两个转动自由度。三原子分子 [如 CO_2 、 NO_2 等，见图 9-6 (c)] 及多原子分子 (如 NH_3 、 CH_4 等)，假设结合其原子的是刚性化学键，则可当作在空间可以自由运动的刚体对待，因此，三原子分子及多原子分子共有六个自由度：三个平动自由度和三个转动自由度。

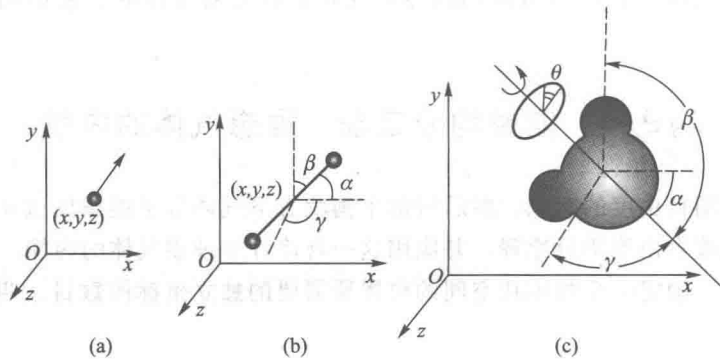


图 9-6 分子运动的自由度

原子间由非刚性键结合着的非刚性分子，原子之间的相对位置是可以改变的，因此在原子间的力的作用下，分子内部要发生振动。因此，除平动自由度和转动自由度外，还有振动自由度。例如双原子分子，两原子可沿着连线方位作振动，所以双原子分子还有一个振动自由度。

事实上，双原子分子、三原子及多原子分子都不是绝对刚性的，分子内各原子都有程度不同的微小振动。因此，严格地处理分子能量问题时应当考虑振动，不过在通常温度下振动一般忽略不计。

能量均分定理 理想气体分子平均平动动能与温度的关系是

$$\overline{\varepsilon_k} = \frac{1}{2} m_0 \overline{v^2} = \frac{3}{2} kT$$

式中， $\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}$ ，而 $\overline{v_x^2}$ 、 $\overline{v_y^2}$ 、 $\overline{v_z^2}$ 分别表示沿 x 、 y 、 z 轴三个方向的速度分量平方的平均值。

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

由以上两式得到

$$\frac{1}{2} m_0 \overline{v_x^2} = \frac{1}{2} m_0 \overline{v_y^2} = \frac{1}{2} m_0 \overline{v_z^2} = \frac{1}{2} kT$$

上式表明，气体分子沿 x 、 y 、 z 三个方向运动的平均平动动能相等，都等于 $\frac{1}{2} kT$ 。