

大学物理精品课程系列教材



大学物理 (下册)

毛峰 主编



华中科技大学出版社
<http://www.hustp.com>

大学物理

(下 册)

主 编 毛 峰

副主编 陈德彝 张甫宽

杨先卫 谭新玉

参 编 (按姓氏笔画排序)

刘高潮 肖焱山 李伟岚

杜晓超 杨雄波 周银娥

黎亚平

华中科技大学出版社

中国·武汉

图书在版编目(CIP)数据

大学物理(下册)/毛峰 主编. —武汉:华中科技大学出版社,2010年1月
ISBN 978-7-5609-5757-9

I. 大… II. 毛… III. 物理学-高等学校-教材 IV. O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 190556 号

大学物理(下册)

毛峰 主编

策划编辑:冯传祿

责任编辑:胡芬

责任校对:周娟

封面设计:潘群

责任监印:周治超

出版发行:华中科技大学出版社(中国·武汉)

武昌喻家山 邮编:430074 电话:(027)87557437

录排:武汉正风图文照排中心

印刷:荆州市今印集团有限责任公司

开本:710mm×1000mm 1/16

印张:14

字数:270 000

版次:2010年1月第1版

印次:2010年1月第1次印刷 定价:25.50元

ISBN 978-7-5609-5757-9/O·512

(本书若有印装质量问题,请向出版社发行部调换)

前 言

本书是依据教育部高等学校非物理类专业物理基础课程教学指导分委员会最新制定的“非物理类理工科大学物理课程教学基本要求”的精神,在总结编者多年从事大学物理课程教学的经验和体会,并吸取当前国内外优秀《大学物理》教材精华的基础上编写的。

鉴于目前直接定位于省属普通高等学校少学时(100学时左右)的《大学物理》教材十分少见,这类学校在使用现有教材时,教师不得不下很大的气力来处理教材,尽管如此,学生在学习过程中仍有不适应之处。编写这套教材的主要目的就是为更好地解决这一矛盾,使教材直接准确定位在省属普通高等学校少学时(100学时左右)大学物理课程的教学上,从而让这类院校的教师使用教材更加方便,学生学习更加顺畅;同时,教材内容相对丰富和完整,保证达到本科教学的基本要求。

全书分上、下两册。上册内容包括力学、电磁学;下册内容包括热学、振动与波、波动光学及量子物理。为了节省篇幅,本书没有将新技术的物理基础(专题)纳入书中。一方面因为与本书使用相对应的高等学校根本没有时间将这些内容列入正常的课堂教学之中;另一方面,现有教材都有这方面的内容,少数学生自学这部分内容时也很容易找到相应的资料或教材。

本书力学部分由毛峰牵头,谭新玉、刘高潮编写,毛峰审校;电磁学部分由张甫宽牵头,杨雄波、李伟岚编写,张甫宽审校;热学、振动与波部分由陈德彝牵头,杜晓超、肖焱山编写,陈德彝审校;波动光学、量子物理部分由杨先卫牵头,黎亚平、周银娥编写,杨先卫审校。全书的统稿与定稿工作由毛峰教授、张甫宽副教授等完成。

三峡大学理学院领导对本书的出版给予了诸多支持,华中科技大学出版社的有关同志在本书的编辑出版过程中付出了大量的劳动,在此一并致谢。

由于编者水平有限,经验不足,本书中难免有不妥和疏漏之处,恳请读者批评指正。

编 者

2009年8月

目 录

第三篇 热 学

| | |
|--------------------------------|------|
| 第 10 章 气体动理论 | (3) |
| 第 1 节 平衡态 准静态过程 理想气体状态方程 | (3) |
| 第 2 节 理想气体的压强和温度的统计意义 | (6) |
| 第 3 节 麦克斯韦速率分布律 | (10) |
| 第 4 节 玻耳兹曼分布律 | (14) |
| 第 5 节 能量按自由度均分定理 理想气体的内能 | (16) |
| 第 6 节 气体分子的平均自由程 | (19) |
| 习题 | (21) |
| 第 11 章 热力学基础 | (24) |
| 第 1 节 内能 功 热量 | (24) |
| 第 2 节 热力学第一定律及其应用 | (26) |
| 第 3 节 循环过程 卡诺循环 | (34) |
| 第 4 节 热力学第二定律 | (40) |
| 第 5 节 熵和熵增加原理 | (44) |
| 习题 | (49) |

第四篇 振动与波

| | |
|--------------------------|------|
| 第 12 章 机械振动 | (55) |
| 第 1 节 简谐振动的特征 | (55) |
| 第 2 节 简谐振动的描述 | (58) |
| 第 3 节 简谐振动的能量 | (65) |
| 第 4 节 简谐振动的合成 | (66) |
| 第 5 节 阻尼振动 受迫振动 共振 | (73) |
| 习题 | (77) |
| 第 13 章 机械波 | (80) |
| 第 1 节 机械波的产生和描述 | (80) |
| 第 2 节 平面简谐波的波动方程 | (84) |

| | |
|-------------------------|-------|
| 第 3 节 波的能量与平均能流密度 | (88) |
| 第 4 节 波的干涉 | (90) |
| 第 5 节 多普勒效应 | (99) |
| 习题 | (101) |

第五篇 波动光学

| | |
|---------------------------|-------|
| 第 14 章 光的干涉 | (109) |
| 第 1 节 光源 光的相干性 光程 | (109) |
| 第 2 节 分波阵面干涉 | (114) |
| 第 3 节 分振幅干涉 | (118) |
| 第 4 节 迈克尔逊干涉仪 | (126) |
| 习题 | (127) |
| 第 15 章 光的衍射 | (130) |
| 第 1 节 惠更斯-菲涅耳原理 | (130) |
| 第 2 节 夫琅禾费单缝衍射 | (132) |
| 第 3 节 圆孔衍射 光学仪器的分辨率 | (136) |
| 第 4 节 光栅衍射 | (138) |
| 第 5 节 晶体的 X 射线衍射 | (142) |
| 习题 | (143) |
| 第 16 章 光的偏振 | (146) |
| 第 1 节 自然光与偏振光 | (146) |
| 第 2 节 起偏和检偏 马吕斯定律 | (148) |
| 第 3 节 反射光和折射光的偏振 | (150) |
| 第 4 节 光的双折射 | (151) |
| 第 5 节 偏振光的干涉 | (154) |
| 习题 | (156) |

第六篇 量子物理

| | |
|--|-------|
| 第 17 章 经典物理学的困难与量子力学的实验基础 | (161) |
| 第 1 节 黑体辐射和普朗克的能量子假设 | (161) |
| 第 2 节 光电效应和爱因斯坦的光量子理论 | (164) |
| 第 3 节 康普顿效应 | (169) |
| 第 4 节 玻尔的氢原子理论 | (172) |
| 第 5 节 粒子的波动性 | (179) |
| 习题 | (183) |

| | |
|------------------------------|-------|
| 第 18 章 量子力学基础 | (184) |
| 第 1 节 不确定关系 | (184) |
| 第 2 节 波函数和薛定谔方程 | (186) |
| 第 3 节 薛定谔方程在一维定态问题中的应用 | (192) |
| 第 4 节 量子力学对氢原子的应用 | (198) |
| 第 5 节 电子的自旋 | (202) |
| 第 6 节 原子的壳层结构 | (204) |
| 习题 | (207) |
| 部分习题参考答案 | (209) |
| 参考文献 | (215) |

第三篇

热学

热学是研究物质热运动规律及其应用的学科。组成物质的大量分子(或原子)恒处于永不停息的无规则运动中,这种运动称为热运动,其剧烈程度与物质的温度有关。热运动所表现出来的宏观现象称为热现象。

在热学中,描述单个分子特征的量称为微观量,如分子的大小、质量、速度等;表征大量分子宏观特征的量称为宏观量,如气体的体积、压强、温度、总能量等。

按研究角度和研究方法的不同,热学可分成气体动理论和热力学两部分。气体动理论是从物质的微观结构出发,依据每个粒子所遵循的力学规律,用统计的方法来推导宏观量与微观量统计平均值之间的关系,解释并揭示系统宏观热现象及其有关规律的微观本质。热力学不涉及物质的微观结构,只是根据由观察和实验总结所得到的热力学规律,用严密的逻辑推理方法,着重研究系统在物态变化过程中有关热功转换等关系和实现条件。可见热力学与气体动理论的研究对象是一致的,但是研究的角度和方法却截然不同。在对热运动的研究上,气体动理论和热力学起到了相辅相成的作用。热力学的研究成果,可以用来检验微观气体动理论的正确性;气体动理论所揭示的微观机制,可以使热力学理论获得更深刻的意义。

第 10 章 气体动理论

气体动理论是统计物理中最简单、最基本的内容。本章在介绍热力学系统、平衡态、温度等基本概念的基础上,从物质的微观结构出发,采用统计的方法,首先阐明平衡状态下理想气体宏观参量压强和温度的微观本质,然后讨论理想气体系统处于平衡态下遵从的一些统计规律。本章的主要研究对象限定在理想气体范围内。

第 1 节 平衡态 准静态过程 理想气体状态方程

一、平衡态

热学的研究对象是由大量微观粒子(分子、原子等)所组成的宏观物体,称为热力学系统。例如,讨论一个容器内的气体,则此容器内的气体就是一个热力学系统;讨论一个容器内的液体,则此容器内的液体就是一个热力学系统。通常把热力学系统简称为系统。

与系统发生相互作用的外部环境称为外界。通俗地讲,外界就是系统以外的部分。按照系统与外界的相互作用来划分,系统可以分为三类:孤立系统、封闭系统和开放系统。与外界既无能量交换也无质量交换的系统称为孤立系统;与外界有能量交换无质量交换的系统称为封闭系统;与外界既有能量交换又有质量交换的系统称为开放系统。

对热力学系统的描述可分为宏观描述和微观描述两种,相应描述所用的物理量称为宏观参量和微观参量,简称宏观量和微观量。宏观量描述系统的整体行为,例如,气体的压强、体积、温度等;微观量描述组成系统粒子的个体行为,例如某一个气体分子的位置、速度、质量、动量等。

一个系统在不受外界影响的条件下,且其宏观性质不随时间变化,则称该系统处于平衡态。这里的“外界影响”泛指系统与外界之间的能量或质量交换,例如,当系统与外界有能量或质量的交换时,就说系统受到了外界的影响。系统的宏观性质由系统的宏观参量描述,因此可以这样说,所谓平衡态就是在不受外界影响的条件下,系统的宏观参量不随时间变化的状态。

严格来讲,一个热力学系统不可能不受到外界的影响,所以严格地不随时间变化的平衡态是不存在的,平衡态只是一个理想的状态。但是在实际问题中,热力学系统

的许多状态往往可以近似地认为是平衡态,从而可以比较简单地得出与实际情况基本相符的结论。因此,平衡态是热学的一个重要的基本概念。

此外,当系统达到平衡时,虽然其宏观特性保持不变,但从微观上看,每个分子仍然在作无规则的热运动。因此,热学中的平衡态是一种热动平衡,与机械运动中所说的平衡态是有区别的。

系统的平衡态可用多个宏观参量来描述,这些参量称为**状态参量**。一个系统究竟需要几个状态参量来描述,会根据所讨论问题的性质不同而不同。从最简单的情况入手,一般选用两个状态参量即可描述其状态,例如压强 p 和体积 V 。在国际单位制中,压强的单位为帕斯卡(Pa), $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2$ 。它与标准大气压(atm)及毫米汞柱(mmHg)的关系为

$$1 \text{ atm} = 760 \text{ mmHg} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$$

体积的单位为立方米(m^3),它与升(L)的关系为

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

二、温度

气体的温度,宏观上表现为气体的冷热程度,而微观上表示的是分子热运动的剧烈程度。

在生活中,往往认为热的物体温度高,冷的物体温度低,这种凭主观感觉对温度的定性了解,在要求严格的热学理论和实践中,显然是远远不够的,必须对温度建立起严格、科学的定义。假设有两个热力学系统 A 和 B,原先处在各自的平衡态,现在使系统 A 和 B 互相接触,它们之间能发生热传递,这种接触称为热接触。一般说来,热接触后系统 A 和 B 的状态都将发生变化,但经过充分长一段时间后,系统 A 和 B 将达到一个共同的平衡态,由于这种共同的平衡态是在有传热的条件下实现的,因此称为热平衡。如果有 A、B、C 三个热力学系统,若系统 A 和系统 B 都分别与系统 C 处于热平衡状态,那么系统 A 和系统 B 此时也必然处于热平衡状态。这个实验结果通常称为热力学第零定律。这个定律为温度概念的建立提供了可靠的实验基础。根据这个定律,我们有理由相信,处于同一热平衡状态的所有热力学系统都具有某种共同的宏观性质,描述这个宏观性质的物理量就是温度。也就是说,一切互为热平衡的系统都具有相同的温度,这为用温度计测量物体或系统的温度提供了依据。

温度的数值表示方法称为温标。常用的摄氏温标是摄氏修斯(A. Celsius)建立的,用液体(酒精或水银)作为测温物质,规定纯水的冰点为 0°C ,沸点为 100°C ,并认为液柱高度(体积)随温度变化而作线性变化。在 $0 \sim 100^\circ\text{C}$ 之间等分温度,一份表示 1°C 。另一种温标是开尔文在热力学第二定律的基础上建立的,这种温标称为热力学温标,其中热力学温度用 T 表示,其单位为开(K),是国际单位制中 7 个基本单位之一。规定水的三相点(水、冰和水蒸气共存的状态)为 273.16 K 。热力学温标与摄氏温

标的关系为

$$T = t + 273.15 \quad (10-1-1)$$

即规定热力学温标的 273.15 K 为摄氏温标的 0°C 。

三、理想气体状态方程

实验表明,当系统处于热平衡状态时,其状态参量总是满足一定的函数关系。热平衡状态下各个状态参量之间的关系式称为系统的状态方程。热力学系统状态方程的具体形式由实验确定,例如,在压强不太大(与大气压相比)、温度不太低(与室温相比)的条件下,各种气体都遵守三大实验定律:波意尔(Boyle)定律、查理(Charles)定律、盖-吕萨克(Gay-Lussac)定律。在任何情况下都能严格遵从上述三个实验定律的气体称为理想气体。

由气体的三个实验定律得到一定质量的理想气体的状态方程为

$$pV = \frac{m}{M}RT \quad (10-1-2)$$

式中, M 为气体的摩尔质量; m 为气体的质量; R 为摩尔气体常数,国际单位制中 $R = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$; p 为气体压强; T 为气体的热力学温度; V 为气体分子的活动空间。

在常温常压下,实际气体都可近似地当做理想气体来处理。

平衡态除了可用一组状态参量来描述之外,还常用状态图中的一个点来表示,例如,对给定的理想气体,其一个平衡态可由 p - V 图(或 p - T 图、 V - T 图)中对应的一个点来表示,不同的平衡态对应于图上不同的点。一条连续曲线代表系统的一个由平衡态组成的变化过程,曲线上的箭头表示过程进行的方向,不同曲线代表不同的过程,如图 10-1-1 所示。

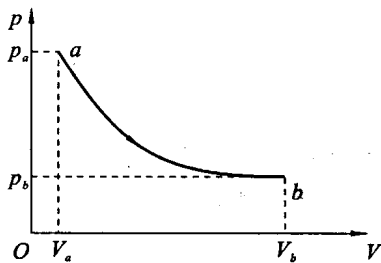


图 10-1-1 平衡态示意图

【例 10-1】 氧气瓶的压强降到 10^6 Pa 时即应重新充气,以免混入其他气体。今有一瓶氧气,容积为 32 L,压强为 $1.3 \times 10^7 \text{ Pa}$,若每天用 10^5 Pa 的氧气 400 L,问此瓶氧气可供多少天使用?设使用时温度不变。

解 根据题意,可确定研究对象为原来气体、用去气体和剩余气体,设这三部分气体的状态参量分别为 p_1 、 V_1 、 m_1 , p_2 、 V_2 、 m_2 , p_3 、 V_3 、 m_3 ,设使用时的温度为 T ,可供 x 天使用,分别对它们列出状态方程,有

$$p_1 V_1 = \frac{m_1}{M}RT, \quad p_2 V_2 = \frac{m_2}{M}RT, \quad p_3 V_3 = \frac{m_3}{M}RT$$

又因为

$$V_1 = V_3, \quad m_1 = x m_2 + m_3$$

$$\text{所以 } x = \frac{m_1 - m_3}{m_2} = \frac{(p_1 - p_3)V_1}{p_2 V_2} = \frac{(130 - 10) \times 32}{1 \times 400} = 9.6$$

四、准静态过程

如果系统受到外界影响,则其平衡态便会发生变化,状态随时间的变化称为过程。当系统的状态变化时,原有平衡态必然会被破坏,经过一段时间后系统才能达到新的平衡态。系统由非平衡态过渡到平衡态的过程称为弛豫,所需的时间称为弛豫时间。如果这一过程进行得十分缓慢,其中的每一步所经历的时间均比弛豫时间长得多,则每一步都有充分的时间来建立新的平衡态,使过程中的每一中间状态均可以近似看做平衡态,这样的过程称为准静态过程,反之就称为非准静态过程。显然,准静态过程中的每一中间状态均可用 p - V 图中的一个对应点来表示。若将这些代表平衡态的点连成一条曲线,则此曲线便可表示准静态过程。图 10-1-1 所示的曲线 ab 就是气体从状态 a 变化到状态 b 的过程曲线。可见, p - V 图中的每一条曲线均代表一个相应的准静态过程,而非准静态过程则不能用 p - V 图中的曲线表示。

第 2 节 理想气体的压强和温度的统计意义

热力学系统是由大量分子、原子等作无规则运动的微观粒子组成的,那么系统的宏观状态参量(如温度、压强等)与这些微观粒子的运动有什么关系呢?通过对理想气体的压强和温度公式的推导便可说明这一点。为此,首先对理想气体的微观结构提出一定的假设。

一、理想气体分子模型及性质

从分子运动和分子相互作用来看,理想气体的分子模型具有以下特点。

(1) 分子可视为质点,且同类分子的质量相同。

在标准状态下,气体分子间的平均距离约为分子有效直径的 50 倍。气体越稀薄,分子间距越大,所以,一般情况下,气体分子可视为质点。

(2) 分子间除了相互碰撞外无其他相互作用,且碰撞是弹性的,遵守经典力学的规律。

由于气体分子间距很大,除碰撞瞬间有力的作用外,分子间的相互作用力可以忽略。因此,在两次碰撞之间,分子近似作匀速直线运动,即自由运动。

同时,处于平衡态下气体的宏观性质不变,表明系统的能量不因碰撞而损失,因此分子间及分子与器壁之间的碰撞是完全弹性碰撞。

综上所述,理想气体的分子模型是除碰撞外无相互作用、遵守牛顿力学规律的弹

性质点。

根据理想气体分子模型,用统计的观点进行考察,可得到处于平衡态下的理想气体分子的如下性质。

- (1) 平均而言,沿各个方向运动的分子数相同。
- (2) 气体的性质与方向无关,各个方向上分子速率的各种平均值相等,即

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

- (3) 不因碰撞而丢失具有某一速度的分子。

二、理想气体压强公式

从宏观上看,气体的压强是指器壁单位面积上受到的压力;从微观上看,气体的压强则是指大量分子不断对器壁碰撞的平均效果。虽然单个分子对器壁的碰撞是间隔的、偶然的,但对大量分子而言,由于每时每刻都有许许多多的分子与器壁碰撞,因而在整体上便表现为一持续的压力,犹如许许多多的小雨点,密密麻麻地打在雨伞上使人们感觉雨伞上有持续的压力一样。因此,可以通过大量分子对器壁的碰撞来探讨气体的压强。

为了简化讨论,假设有同种理想气体盛于一个长、宽、高分别为 l_1 、 l_2 、 l_3 的长方形容器中并处于平衡态,如图 10-2-1 所示。设气体中共有 N 个分子,每个分子的质量均为 m 。先考察其中一个面上的压强,如图 10-2-1 中的 S 面,其面积为 $l_2 l_3$ 。

设序号为 i 的分子以速度 $\{v_{ix}, v_{iy}, v_{iz}\}$ ($v_{ix} > 0$) 运动并与 S 面碰撞,碰撞后速度变为 $\{-v_{ix}, v_{iy}, v_{iz}\}$ 。按理想气体平衡态的统计假

设,分子与器壁间的碰撞是完全弹性的,由动量定理可得,一次碰撞中分子对 S 面的冲量为 $2mv_{ix}$ 。假设此分子不与其他任何分子碰撞,则分子在与 S 面以及 S 面的对面碰撞时,它在 x 方向的速度大小不变,只是方向发生改变;而且在分子与其余的四个面碰撞时,它在 x 方向的速度也不会变,所以分子在 x 方向的速度大小在运动中是一个常量,以 v_{ix} 表示。此分子在容器中沿 x 方向来回运动,不断与 S 面发生碰撞,碰撞周期为 $\frac{2l_1}{v_{ix}}$,碰撞频率为 $\frac{v_{ix}}{2l_1}$ 。 i 分子在单位时间内对 S 面的冲量为 $2mv_{ix} \frac{v_{ix}}{2l_1} = \frac{mv_{ix}^2}{l_1}$,气体的 N 个分子在单位时间内对 S 面的冲量为各分子对 S 面冲量的总和,即

$$\sum_{i=1}^N \frac{mv_{ix}^2}{l_1} = \frac{m}{l_1} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

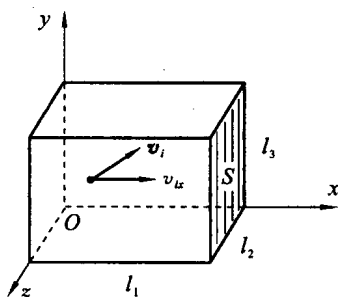


图 10-2-1 理想气体分子对器壁的碰撞

按力学的理解,气体在单位时间内对 S 面的冲量也就是气体对 S 面的平均冲力

\bar{F} 。根据速度分量的方均值的定义 $\left\{ \overline{v_x^2} = \frac{\sum_{i=1}^N v_{ix}^2}{N} \right\}$, 以及速度分量的方均值与方均速率

的关系 $\left(\overline{v_x^2} = \frac{\overline{v^2}}{3} \right)$, 得到气体给 S 面的平均冲力为

$$\bar{F} = \frac{m}{l_1} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2 = \frac{m}{l_1} N \overline{v_x^2} = \frac{mN \overline{v^2}}{3l_1}$$

由于大量气体分子的密集碰撞,分子对器壁的冲力在宏观上表现为一个恒力,它等于平均冲力。因而可以求得 S 面上的压强为

$$p = \frac{\bar{F}}{S} = \frac{\bar{F}}{l_2 l_3} = \frac{mN \overline{v^2}}{3l_1 l_2 l_3} = \frac{mN \overline{v^2}}{3V}$$

式中, $V = l_1 l_2 l_3$, 为容器的体积。

由于 $\frac{N}{V} = n$ 是气体的分子数密度, 最后得到

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

值得注意的问题有以下几方面:一是容器的各个器壁上的压强都是相等的;二是压强公式与容器大小无关,因此在推导的过程中使用的假设“分子与其他分子没有碰撞”是合理的,因为可以假设 l_1 足够小。进一步分析可知,压强公式与容器的形状也无关。实际上,如果选择一个球形容器,同样可以推导出上述的压强公式。

令分子的平均平动动能为 $\overline{\epsilon_i} = \frac{1}{2} m \overline{v^2}$

有
$$p = \frac{2}{3} n \overline{\epsilon_i} \quad (10-2-1)$$

上式即为理想气体的压强公式。它表明气体作用于器壁的压强正比于分子数密度 n 和分子的平均平动动能 $\overline{\epsilon_i}$ 。分子数密度越大,压强越大;分子的平均平动动能越大,压强也越大。

压强公式建立了宏观量 p 与微观量分子平动动能的统计平均值 $\overline{\epsilon_i} = \frac{1}{2} m \overline{v^2}$ 的统计平均值之间的相互关系,它是一个统计规律。可以看出,压强是大量分子热运动的集体表现,离开了大量分子,气体的压强便失去了意义。这就是气体压强的统计意义。

三、理想气体的温度公式

下面再从统计的观点来讨论气体温度的微观本质。

理想气体的状态方程为
$$pV = \frac{m}{M} RT$$

因为
$$\frac{m}{M} = \frac{N}{N_A}$$

所以
$$p = \frac{NRT}{VN_A} = nkT \quad (10-2-2)$$

式中, N_A 为阿伏伽德罗常数, 其值为 $6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$; $n = \frac{N}{V}$ 为分子数密度;

$k = \frac{R}{N_A} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$, 为玻耳兹曼常数。

这是理想气体状态方程的另一种形式。将式(10-2-2)与式(10-2-1)比较可得

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{3}{2}kT \quad (10-2-3)$$

上式即为理想气体的温度公式。它给出了宏观量温度与微观量分子平均平动动能之间的关系, 揭示了温度的物理本质, 即温度是气体分子平均平动动能的量度。分子的平均平动动能越大, 也就是分子热运动越剧烈, 温度越高。分子的平均平动动能是基于大量分子的统计结果得出的, 是集体表现, 对于个别或少量分子, 说它们的温度是无意义的。

四、气体分子的方均根速率

由温度公式可得到分子速率的一种统计平均值——方均根速率。

因为
$$\bar{\epsilon}_t = \frac{1}{2}m\bar{v}^2 = \frac{3}{2}kT$$

所以
$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (10-2-4)$$

上式为气体分子的方均根速率的表达式, 表明气体分子的方均根速率与气体的热力学温度的平方根成正比, 与气体摩尔质量的平方根成反比。方均根速率反映了气体热运动的状态, 对同一气体, 方均根速率越大, 气体的温度越高。不同气体温度相同时, 方均根速率大的气体分子质量小。

【例 10-2】 某电厂锅炉的蒸汽温度为 540°C , 若将蒸汽看成理想气体, 计算其分子的平均平动动能。

解 已知蒸汽的热力学温度 $T = (273 + 540) \text{ K} = 813 \text{ K}$, 蒸汽分子的平均平动动能为

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{3}{2}kT = \frac{3}{2} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 813 \text{ J} = 1.68 \times 10^{-20} \text{ J}$$

【例 10-3】 若气体分子的平均平动动能为 1 eV , 则气体的温度为多少? 当温度为 27°C 时, 气体分子的平均平动动能为多少?

解 eV (电子伏) 是一种非 SI 制能量单位, 在原子物理和高能物理中经常使用, $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$ 。

设气体的温度为 T , 气体的平均平动动能为

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{3}{2}kT$$

所以
$$T = \frac{2}{3} \frac{\bar{\epsilon}_t}{k} = \frac{2 \times 1.602 \times 10^{-19}}{3 \times 1.38 \times 10^{-23}} \text{ K} = 7.74 \times 10^3 \text{ K}$$

当 $t = 27^\circ\text{C}$ 时, 气体分子的平均平动动能为

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_t &= \frac{3}{2}kT = \frac{3}{2} \times 1.38 \times 10^{-23} \times (273 + 27) \text{ J} \\ &= 6.21 \times 10^{-21} \text{ J} = 0.0388 \text{ eV} \end{aligned}$$

第 3 节 麦克斯韦速率分布律

一、麦克斯韦速率分布函数

平衡态下气体分子热运动的速度各不相同。就某一分子而言, 它的速度不断在变化, 无法确定它在某一时刻的速度。但根据统计的观点, 就大量气体分子整体而言, 其速度的变化还是有规律的。麦克斯韦根据概率统计理论推导出了平衡态下理想气体分子按速度的分布规律——麦克斯韦速度分布律。若不考虑速度的方向, 麦克斯韦速度分布律便过渡到麦克斯韦速率分布律, 相应的速率分布函数称为麦克斯韦速率分布函数。

由于理想气体系统包含的气体分子数目巨大, 并且各分子的速率在不断变化, 不可能对每个分子的速率给出描述。合乎逻辑的做法是指出在总分子数为 N 的气体中, 具有各种速率的分子数 ΔN 是多少或它们各占总分子数的百分比为多大。例如, 把所有分子按速率区间分组, 然后说明各区间的分子数是多少或者各区间的分子数占总分子数的百分比是多少。表 10-3-1 所示的为实验测定到的在 0°C 时氧气分子速率的分布情况。

表 10-3-1 在 0°C 时氧气分子速率的分布情况

| 速率区间 / (m/s) | 各区间分子数的比例 / (%) |
|--------------|-----------------|
| 100 以下 | 1.4 |
| 100 ~ 200 | 8.1 |
| 200 ~ 300 | 16.5 |
| 300 ~ 400 | 21.4 |
| 400 ~ 500 | 20.6 |
| 500 ~ 600 | 15.1 |