

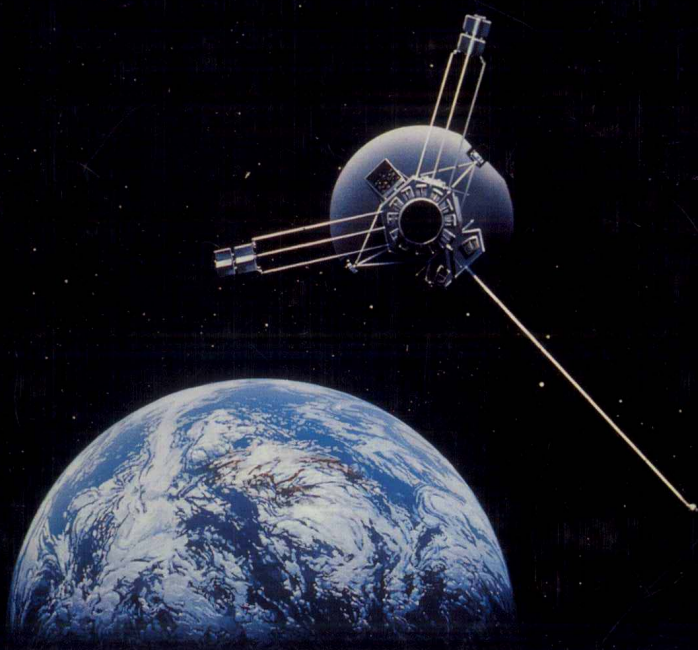


普通高等教育“十一五”规划教材

大学物理

主 编 冯旺军 戴剑锋 张国恒

(下册)



科学出版社
www.sciencep.com



普通高等教育“十一五”规划教材

大学物理(下册)

主 编 冯旺军 戴剑锋 张国恒
副主编 李维学 王 青 蒲忠胜
魏智强 姜金龙

科学出版社
北 京

内 容 简 介

本书是依据教育部高等学校物理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颁布的“理工科类大学物理课程教学基本要求”,并结合作者多年的教学实践经验编写而成的。

全书共 21 章,分上、下两册。上册内容包括力学、电学、磁学 3 篇;下册内容包括热学、光学、近代物理 3 篇。本书将理工学科大学物理课程教学基本要求的全部 A 类内容和绝大多数 B 类内容,按认知规律有序整合,构建了基础物理的知识网络。书中对物理学的基本概念、基本理论作了比较系统全面的讲述,特别注重物理概念的描述,减少了比较繁杂的推导过程,增加了物理规律在工程中应用的内容,也介绍了一些近现代物理学的发展和热点问题,力求拓展学生的视野,增强他们学习物理的兴趣,并提供了一些典型例题,帮助学生自学、抓住重点。

本书可作为理工、文、经、管、法学科的大学物理教材,也可作为中学物理教师的教学参考书和自学人员的参考教材。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理.下册/冯旺军,戴剑锋,张国恒主编. —北京:科学出版社,2010
普通高等教育“十一五”规划教材
ISBN 978-7-03-028775-5

I. ①大… II. ①冯… ②戴… ③张… 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(2010)第 165536 号

责任编辑:胡云志 唐保军/责任校对:张小霞

责任印制:张克忠/封面设计:耕者设计工作室

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

新蕾印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2010 年 8 月第 一 版 开本:B5(720×1000)

2010 年 8 月第一次印刷 印张:16 1/2

印数:1—9 000 字数:340 000

定价:27.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

物理学是研究物质的基本结构、相互作用和物质最基本最普遍的运动形式(机械运动、热运动、电磁运动、微观粒子运动等)及其相互转化规律的学科。

物理学的研究对象具有极大的普遍性,它的基本理论渗透到自然科学的一切领域,应用于生产技术的各个部门,它是自然科学的许多领域和工程技术的基础。

以物理学基础知识为内容的大学物理课,它所包括的经典物理、近代物理和物理学在科学技术上应用的初步知识等都是一个高级工程技术人员所必备的。因此,大学物理课是高等工业学校各专业学生的一门重要的必修基础课。高等工业学校中开设大学物理课的作用,一方面在于为学生较系统地打好必要的物理基础;另一方面使学生初步学习科学的思想方法和研究问题的方法。这些都起着开阔思路、激发探索和创新精神、增强适应能力、提高人才素质的重要作用。学好大学物理课,不仅对学生在校的学习十分重要,而且对学生毕业后的工作和进一步学习新理论、新技术,不断更新知识,都将产生深远的影响。

通过大学物理课的教学,应使学生对物理学所研究的各种运动形式以及它们之间的联系,有比较全面和系统的认识,对大学物理中的基本理论、基本知识能够正确地理解,并具有初步应用的能力。

我们在多年大学物理教学改革实践中深切感到,教学环节中,要注意在传授知识的同时着重培养能力。教材应更加重视人的培养,要有效地与理工科专业结合,兼顾文、法、管理等专业,减少比较繁琐的公式推导,为此,我们组织编写了《大学物理》教材。

本书精选了一部分与基本概念、基本方法有较强关联的例题,以便学生更好地理解、掌握重点内容。

书中标有“*”号的部分章节为选学内容,教师可以选择课上讲解,也可以要求学生自学或者了解。

本书作者都有丰富的教学经验,有些老师已讲授了 20 多年的大学物理课程,在编写教材的过程中,我们力求物理概念清楚,逻辑严密,循序渐进,过渡自然,重点突出,形成一个比较紧凑的体系和独特的风格。然而,受作者学识能力限制,偏颇不当之处在所难免,希望得到同行批评指正!

全书分上、下两册,由冯旺军、戴剑锋、张国恒任主编。编写的具体分工如下:姜金龙编写第 1 章,魏智强编写第 2 章,蒲忠胜编写第 3~5 章,冯旺军编写第 6~8 章,张国恒编写第 9~12 章,王青编写第 13~15 章,李维学编写第 16~18 章,戴剑锋编写第 19~21 章。全书由冯旺军统稿、定稿。

作 者

2010 年 6 月于兰州

目 录

前言

第四篇 分子物理学和热力学

第 13 章 气体动理论	2
13.1 平衡状态 理想气体状态方程	2
13.1.1 状态参量	2
13.1.2 平衡态 平衡过程	3
13.1.3 理想气体状态方程	4
13.2 气体分子运动论的压强公式	5
13.2.1 理想气体的微观模型	5
13.2.2 平衡态的统计假设	5
13.2.3 理想气体的压强公式	6
13.3 气体分子的平均平动动能与温度关系	8
13.3.1 温度公式	8
13.3.2 气体分子的方均根速率	9
13.4 能量按自由度均分原理 理想气体内能	10
13.4.1 自由度	10
13.4.2 气体分子的自由度	11
13.4.3 能量均分原理	11
13.4.4 理想气体内能	13
13.5 麦克斯韦分子速率分布律	15
13.5.1 分子的速率分布	15
13.5.2 气体分子速率的三种统计平均值	17
13.6 平均自由程 气体内的迁移现象	19
13.6.1 分子的平均碰撞频率	19
13.6.2 分子的平均自由程	20
13.6.3 气体内的迁移现象及其基本定律	21
13.7 真空的获得和低压的测定	24
13.7.1 真空的特点	24
13.7.2 真空的获得	25
13.7.3 真空(低压)的测量	29
习题	32

第 14 章 热力学的物理基础	34
14.1 热力学第一定律	34
14.1.1 热力学过程	34
14.1.2 功、热量、内能	35
14.1.3 热力学第一定律	37
14.2 热力学第一定律对于理想气体的等值过程的应用	38
14.2.1 等容过程	38
14.2.2 等温过程	38
14.2.3 等压过程	39
14.3 气体的摩尔热容量	41
14.3.1 热容量的概念	41
14.3.2 气体的定容摩尔热容量 C_V	41
14.3.3 气体的定压摩尔热容量 C_p	42
14.3.4 比热容比 γ	42
14.4 绝热过程	45
14.4.1 绝热过程方程的推导	46
14.4.2 绝热线与等温线的讨论	47
14.5 循环过程 卡诺循环	48
14.5.1 循环过程	48
14.5.2 循环效率	49
14.5.3 卡诺循环	51
14.5.4 卡诺机的效率	52
14.5.5 制冷机的应用	54
14.6 热力学第二定律	57
14.6.1 热力学第二定律	57
14.6.2 可逆过程和不可逆过程	59
14.6.3 卡诺定理	60
14.6.4 热力学第二定律的统计意义	60
习题	61
第 15 章 真实气体	64
15.1 真实气体的等温线	64
15.2 范德瓦耳斯方程	66
15.3 焦耳-汤姆孙实验 真实气体的内能	69
15.4 低温的获得	71
15.4.1 液化气体获得低温	71
15.4.2 绝热退磁降温	72

15.4.3 稀释制冷	72
15.4.4 激光冷却中性原子	72
15.5 相变与热处理技术	73
15.5.1 相变	73
15.5.2 热处理技术	74

第五篇 波动光学

第 16 章 光的干涉	77
16.1 光源 光的单色性和相干性	77
16.2 双缝干涉	79
16.3 光程和光程差	82
16.4 薄膜干涉	85
16.5 劈尖干涉 牛顿环	91
16.6 迈克耳孙干涉仪及应用	96
习题	98
第 17 章 光的衍射	99
17.1 光的衍射现象 惠更斯-菲涅耳原理	99
17.2 单缝和圆孔的夫琅禾费衍射	101
17.3 光栅衍射	106
17.4 光学仪器的分辨率	111
17.5 伦琴射线衍射 布拉格方程	114
习题	116
第 18 章 光的偏振	118
18.1 自然光和偏振光	118
18.2 偏振片的起偏和检偏 马吕斯定律	120
18.3 反射和折射光的偏振	124
18.4 光的双折射现象	126
18.5 偏振光的干涉 人为双折射现象	131
18.6 旋光现象	133
习题	134

第六篇 近代物理基础

第 19 章 相对论基础	137
19.1 伽利略变换与经典力学时空观	137
19.1.1 伽利略变换	137
19.1.2 经典力学时空观	140
19.2 狭义相对论的基本假设 洛伦兹变换	142
19.2.1 狭义相对论提出的历史背景	142

19.2.2	狭义相对论的基本假设	144
19.2.3	洛伦兹坐标变换式	145
19.2.4	洛伦兹速度变换式	147
19.3	狭义相对论的时空观	148
19.3.1	长度收缩	148
19.3.2	时间膨胀	149
19.3.3	同时的相对性	150
19.4	狭义相对论动力学	154
19.4.1	质量和动量	154
19.4.2	动力学基本方程	155
19.4.3	能量	155
19.4.4	能量与动量的关系	157
19.4.5	光子的能量、质量和动量	157
19.5	广义相对论简介	160
19.5.1	孪生子佯谬	160
19.5.2	广义相对论的基本原理和时空弯曲	160
19.5.3	广义相对论的可观测效应	161
	习题	162
第20章	波粒二象性	166
20.1	黑体辐射与普朗克量子化假说	166
20.1.1	热辐射	166
20.1.2	黑体辐射的实验规律	166
20.1.3	黑体热辐射的实验规律	167
20.1.4	普朗克的能量子假设	168
20.2	光电效应	170
20.2.1	光电效应的实验规律	170
20.2.2	经典理论的解释及其困难	173
20.2.3	光子假设及光的波粒二象性	173
20.2.4	光子假说对光电效应的解释	174
20.2.5	爱因斯坦的光电效应方程	174
20.3	康普顿效应	175
20.3.1	康普顿效应的实验规律	176
20.3.2	康普顿效应的量子解释	176
20.3.3	康普顿散射公式	177
20.4	微观粒子的波粒二象性	178
20.4.1	微观粒子的波粒二象性	178

20.4.2	德布罗意方程	179
20.4.3	自由粒子的德布罗意波长	179
20.4.4	戴维孙-革末实验	180
20.5	不确定关系	181
20.5.1	电子单缝衍射实验	182
20.5.2	不确定关系	183
	习题	186
第 21 章	原子的量子理论初步	188
21.1	玻尔的原子量子理论	188
21.1.1	氢原子光谱的实验规律	188
21.1.2	原子的有核模型	190
21.1.3	玻尔的氢原子量子论	191
21.1.4	氢原子结构的计算	192
21.2	薛定谔方程	198
21.2.1	波函数及其统计解释	198
21.2.2	一般的薛定谔波动方程	200
21.2.3	定态薛定谔波动方程	200
21.3	一维势场中的粒子运动	202
21.3.1	一维无限深势阱中的粒子运动	202
21.3.2	势垒贯穿	205
21.4	量子力学中的原子问题	206
21.4.1	氢原子薛定谔方程的解	207
21.4.2	多电子原子的描述	209
21.5	激光	210
21.5.1	氦-氖激光器	210
21.5.2	原子的跃迁	211
21.5.3	激光的获得	213
21.6	固体的能带结构和半导体的基本概念	214
21.6.1	半导体的基本概念	215
21.6.2	固体能带的基本概念	215
21.6.3	本征半导体和杂质半导体	216
21.7	原子核与基本粒子	218
21.7.1	放射性	218
21.7.2	原子核	220
21.7.3	基本粒子	222
21.7.4	核磁共振	225

习题	226
习题参考答案	234
附录	235
附录 A 物理量单位制	235
一、单位制	235
二、国际单位制简介	235
三、力学和电学中曾经出现过的单位制	242
附录 B 常用字母和数学符号	242
附录 C 单位换算	243
附录 D 基本物理常数	246
附录 E 一些固体的密度	247
附录 F 某些声波与某些物体振动的频率	248
附录 G 某些物质的特征值	249

第四篇 分子物理学和热力学

热学研究的是物质的分子热运动,大量分子的无规则运动导致了物质热现象的产生.按研究角度和研究方法的不同,研究热学有两种理论:热力学和统计物理学.前者为宏观理论,着重于阐明热现象的宏观规律.它不涉及物质的微观结构,只是根据由观察和实验所总结得到的热力学规律,用严密的逻辑推理方法,着重分析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.而统计物理学则属于微观理论,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,用统计的方法来推求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.本章所讲的气体分子运动论就属于统计物理学.热力学与气体分子运动论虽然研究的角度和方法不同,但对热运动的研究上,二者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分子运动论的正确性;气体分子运动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.

从微观上看,热现象是组成系统的大量粒子热运动的集体表现,它是不同于机械运动的一种更加复杂的物质运动形式.由于分子的数目十分巨大,对于大量粒子的无规则热运动,不可能像力学中那样,对每个粒子的运动进行逐个的描述,而只能探索它的群体运动规律.就单个粒子而言,由于受到其他粒子的复杂作用,其具体的运动过程可以变化万千,具有极大的偶然性无序性;但就大量分子的集体表现来看,运动却在一定条件下遵循确定的规律,正是这种特点,使得统计方法在研究热运动时得到广泛应用.在本章,我们将根据气体分子的模型,从物质的微观结构出发,用统计的方法来研究气体的宏观性质和规律,及它们与微观量统计平均值之间的关系,从而揭示系统宏观性质及其有关规律的微观本质.

第 13 章 气体动理论

13.1 平衡状态 理想气体状态方程

13.1.1 状态参量

1. 宏观量与微观量

要研究系统的性质及其变化规律,那么就要对系统的状态加以描述,用一些物理量从整体上对系统状态进行描述的方法称为宏观描述.描述系统整体特性的可观测物理量称为宏观量,如用温度、压强、体积、热容等.相应地,用一组宏观量描述的系统状态,称为宏观态.宏观量一般为人们所观察到,可以用仪器进行测量.

任何宏观物体都是由分子、原子等微观粒子组成.通过对微观粒子运动状态的说明来描述系统的方法称为微观描述.通常把描述单个粒子运动状态的物理量称为微观量,如粒子的质量、位置、动量、能量等,相应地,用系统中各粒子的微观量描述的系统状态,称为微观态.微观量不能被直接观察到,一般也不能直接测量.

2. 气体状态参量

当系统处于平衡态时,系统的宏观性质将不再随时间变化,因此可以使用相应的物理量来具体描述系统的状态.这些物理量通称为状态参量,或简称态参量.一般用气体体积 V 、压强 p 和温度 T 来作为状态参量.下面给大家介绍这三个状态参量.

1) 体积

气体的体积,通常是指组成系统的分子的活动范围,是气体分子能到达的空间体积.由于分子的热运动,容器中的气体总是分散在容器中的各个空间部分,因此气体的体积,也就是盛气体容器的容积,在国际单位制中,体积的单位是米³,用符号 m^3 表示,常用单位还有升,用符号 L 表示.

2) 压强

气体的压强,是气体作用于器壁单位面积上的正压力,是大量气体分子频繁碰撞容器壁产生的平均冲力的宏观表现.压强与分子无规则热运动的频繁程度和剧烈程度有关.在 SI 制中,压强的单位是帕斯卡,用符号 Pa 表示,常用的压强单位还有厘米汞高、标准大气压等,它们与帕斯卡的关系为

$$1\text{atm}(\text{标准大气压})=76\text{cmHg}=1.01325\times 10^5\text{Pa}$$

3) 温度

从宏观上说,温度是表示物体冷热程度的物理量,而微观本质上讲,它表示的是分子热运动的剧烈程度.温度的数值表示方法称为温标.物理学中常用两种温标:热

力学温标和摄氏温标. 摄氏温标所确定的温度用 t 表示, 单位是 $^{\circ}\text{C}$ (摄氏度), 国际单位制中采用热力学温标, 所确定的温度用 T 表示, 单位是开尔文, 用符号 K 表示. 摄氏温标与热力学温标的关系为

$$T = t + 273.15$$

在大学物理中我们规定使用热力学温标.

一定量气体, 在一定容器中具有一定体积, 如果各部分具有相同温度和相同压强, 我们就说气体处于一定的状态. 所以说, 对于一定的气体, 它的 p, T, V 三个量完全决定了它的状态. 其中体积和压强都不是热学所特有的, 体积 V 属于几何参量, 压强 p 属于力学参量, 温度描述状态的热学性质. 应该指出, 只有当气体的温度、压强处处相同时, 才能用 p, T, V 描述系统状态.

13.1.2 平衡态 平衡过程

在讨论热力学问题时, 常选择一物质作为研究对象, 称为热力学系统, 简称系统. 系统之外与系统有联系的外部环境, 通常称为外界.

处在没有外界影响条件下的热力学系统, 经过一定时间后, 将达到一个确定的状态, 其宏观性质 (如 p, T, V) 不再随时间变化, 而无论系统原先所处的状态如何. 这种在不受外界影响的条件下, 宏观性质不随时间变化的状态称为平衡状态, 简称平衡态.

当然, 在实际情况下, 气体不可能完全不与外界交换能量, 并不存在完全不受外界影响, 从而使得宏观性质绝对保持不变的系统, 所以平衡态只是一种理想状态, 它是在一定条件下对实际情况的抽象和近似. 以后, 只要实际状态与上述要求偏离不是太大, 就可以将其作为平衡态来处理, 这样既可简化处理的过程, 又有实际的指导意义.

必须指出, 平衡态是指系统的宏观性质不随时间变化, 从微观上看, 气体分子仍在永不停息地做着热运动, 各粒子的微观量和系统的微观态都会不断地发生变化. 只是分子热运动的平均效果不随时间变化, 系统的宏观状态性质就不会随时间变化, 所以, 我们把这种平衡态称为热动平衡.

当气体与外界交换能量时, 它的状态就会发生变化, 一个状态连续变化到另一个状态所经历的过程叫做状态的变化过程, 如果过程中的每一中间状态都无限趋于平衡态, 这个过程成为平衡过程. 显然, 平衡过程是个理想的过程, 在许多情况下, 实际过程可近似地当作平衡过程处理. 如图 13-1 所示, $p-V$ 图上一个点代表系统的一个平衡态, $p-V$ 图上一条曲线表示系统一个平衡过程. 应该注意, 非平衡态不能在 $p-V$ 图上表示.

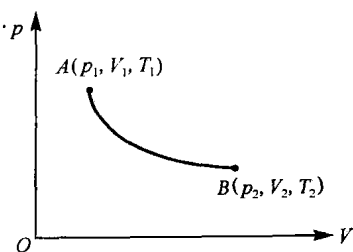


图 13-1 平衡过程曲线

13.1.3 理想气体状态方程

理想气体是一个抽象的物理模型. 那么, 什么样的气体是理想气体呢? 在中学物理书中, 我们学过三个著名的气体实验规律, 即玻意耳定律、盖吕萨克定律和查理定律. 后来人们发现, 对不同气体来说, 这三条定律的适用范围是不同的, 一般气体只是在温度不太低, 压强不太大的时候才遵从气体的这三个实验定律. 在任何情况下都服从上述三个实验定律的气体是没有的, 这就给理论研究带来了不便, 为了简化问题, 人们设想有一种气体, 在任何情况下都严格地遵从这三个定律, 将这种气体称为理想气体. 而实际气体在温度不太低(与室温比较), 压强不太大(与标准大气压比较)时都可近似地看成理想气体, 在温度越高, 压强越小时, 近似的程度越高.

实验证明, 气体在某个平衡态时, p, T, V 三个量之间存在一定关系, 把这种关系称为气体的物态方程. 理想气体物态方程是理想气体在平衡态时状态参量所满足的方程, 可以由上述三个实验定律推出

$$pV = \frac{M}{M_{\text{mol}}} RT = \nu RT \quad (13-1)$$

式中, R 为普适气体常量, ν 为气体的摩尔数, M 为气体质量, M_{mol} 为气体的摩尔质量, 在国际单位制中

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

理想气体物态方程表明了平衡态下理想气体的各个状态参量之间的关系. 当系统从一个平衡态变化到另外的平衡态时, 各状态参量发生变化, 但它们之间仍然要满足物态方程. 对一定质量的气体, 它的状态参量 p, T, V 中只有两个是独立的, 因此, 任意两个参量给定, 就确定了气体的一个平衡态.

例 13-1 某容器内装有质量为 0.1 kg 、压强为 10 atm 、温度为 47°C 的氧气. 因容器漏气, 一段时间后, 压强减少为原来的 $5/8$, 温度为 27°C . 求:

(1) 容器的体积;

(2) 漏出了多少氧气?

解 (1) 根据理想气体的状态方程, 可以求得, 漏气前状态

$$p_1 V = \frac{M_1}{\mu_{\text{mol}}} RT_1$$

故

$$V = \frac{M_1 R_1 T_1}{p_1 \mu_{\text{mol}}} = 8.2 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

(2) 漏气后状态

$$p_2 V = \frac{M_2}{\mu_{\text{mol}}} RT_2$$

故

$$M_2 = \frac{p_2 V \mu_{\text{mol}}}{RT_2} = 6.66 \times 10^{-3} \text{ kg}$$

$$\Delta M = M_1 - M_2 = 33.4 \text{ kg}$$

13.2 气体分子运动论的压强公式

13.2.1 理想气体的微观模型

热现象是物质中大量分子无规则运动的集体表现. 研究物质中大量分子热运动的集体表现, 需要用到统计的方法, 应用统计方法就需要建立模型.

在宏观上, 我们知道, 理想气体是一种在任何情况下都遵守玻意耳定律、盖吕萨克定律和查理定律的气体. 但从微观上看什么样的分子组成的气体才具有这种宏观特性呢? 在常温常压下, 气体分子间的距离比液体和固体分子间的距离要大得多. 由于气体分子间距离大, 分子间相互作用力很小. 真实气体的压强越小, 即气体越稀薄, 就越接近理想气体. 所以理想气体的微观模型具有以下特征:

(1) 分子本身的大小与分子间距离相比可以忽略不计, 即对分子可采用质点模型;

(2) 除了碰撞的瞬间外, 分子与分子之间、分子与容器壁之间的相互作用力可忽略不计, 分子受到的重力也可忽略不计;

(3) 分子与容器壁以及分子与分子之间的碰撞属于牛顿力学中的完全弹性碰撞.

上述理想气体的微观模型是通过宏观实验结果的综合提出的一个假说. 通过这个假说得到的结论与宏观实验结果进行比较可判断模型的正确性. 实验证明, 实际气体中分子的体积约占气体体积的 $1/10^3$, 在气体中分子之间的平均距离远大于分子的几何尺寸, 所以将分子看成质点是完全合理的. 从另一个方面看, 对已达到平衡态的气体如果没有外界影响, 其温度、压强等态参量都不会因分子与容器壁以及分子与分子之间的碰撞而发生改变, 气体分子的速度分布也保持不变, 因而分子与容器壁以及分子与分子之间的碰撞是完全弹性碰撞也是理所当然的.

综上所述, 理想气体可以看成是彼此间无相互作用的自由地、无规则运动着的弹性质点的集合, 这就是理想气体的微观模型.

13.2.2 平衡态的统计假设

理想气体的微观模型主要是针对分子的运动特征而建立起来的一个假设. 为了以此模型为基础, 求出平衡态时气体的一些宏观状态参量, 还必须知道理想气体在处于平衡态时, 分子的群体特征. 这些特征也叫做平衡态的统计特性. 气体在平衡态时, 分子是在做无规则的热运动, 虽然每个分子的速度大小和方向是不定的, 具有偶然性, 但对大量分子来说, 在任一时刻, 都各自以不同大小的速度在运动, 而且向各方向运动的概率是相等的, 没有一个方向占优势, 具有分布的空间均匀性, 宏观表现就是气体分子密度各处相同, 如若不然就会发生扩散, 也就不是平衡态了. 也就是说达到平衡态的孤立系统, 处在各种可能的微观运动状态的概率相等. 根据这一事实, 我们可以归纳出平衡态的两条统计假设:

(1)理想气体处于平衡态时气体分子出现在容器内任何空间位置的概率相等;

(2)气体分子向各个方向运动的概率相等.

根据上述假设还可以得出以下推论:

(1)速度和它的各个分量的平均值为零.

平衡态理想气体中各个分子朝各个方向运动的概率相等. 因此, 分子速度的平均值为零, 各种方向的速度矢量相加会相互抵消. 类似地, 分子速度的各个分量的平均值也为零. 设 N 个分子在某一时刻的速度都分解成直角坐标的三个分量 v_x, v_y, v_z , 则有

$$\bar{v}_x = \bar{v}_y = \bar{v}_z = 0 \quad (13-2)$$

(2)分子沿各个方向运动的速度分量的各种平均值相等.

例如, 沿 x, y, z 三个方向速度分量的方均值应该相等. 某方向的速度分量的方均值, 定义为分子在该方向上的速度分量的平方的平均值, 即把所有分子在该方向上的速度分量平方后加起来再除以分子总数

$$\overline{v_x^2} = \frac{\sum_{i=1}^N v_{ix}^2}{N}, \quad \overline{v_y^2} = \frac{\sum_{i=1}^N v_{iy}^2}{N}, \quad \overline{v_z^2} = \frac{\sum_{i=1}^N v_{iz}^2}{N} \quad (13-3)$$

按照统计性假设, 分子群体在 x, y, z 三个方向的运动应该是各向相同的, 则有

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

对每个分子来说, 如第 i 个分子, 有

$$v_i^2 = v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2$$

因而每个分子速度大小的平方平均值为

$$\overline{v^2} = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \cdots + v_i^2 + \cdots + v_N^2}{N}$$

根据统计假设有

$$\begin{aligned} \overline{v^2} &= \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} \\ \overline{v_x^2} &= \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} \end{aligned}$$

所以有

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{\overline{v^2}}{3} \quad (13-4)$$

即速度分量的方均值等于方均速率的三分之一. 这个结论在下面证明压强公式时要用到.

13.2.3 理想气体的压强公式

气体对器壁的压强, 是大量分子对器壁碰撞的结果. 对每一个分子来说, 在什么时候与器壁在什么地方碰撞, 给予器壁冲量大小等, 都是偶然的、随机的、断续的, 但对容器内大量气体分子来说, 每时每刻都不断地与器壁各部分发生碰撞, 使器壁受到一个持续的、恒定大小的作用力. 分子数越多, 器壁受到的作用力越大. 最早使用力学

规律来解释气体压强的科学家是伯努利. 他认为: 气体压强是大量气体分子单位时间内给予器壁单位面积上的平均冲力. 下面假定每个分子的运动均服从力学规律, 并以理想气体分子模型和统计假设为依据, 推导气体的压强公式.

为讨论方便, 假设有同种理想气体盛于一个边长为 l_1, l_2, l_3 的长方体容器中, 并处于平衡态. 设有 N 个分子, 分子质量均为 m . 选取如图 13-2 所示坐标, 气体处于平衡态时, 容器器壁上各处的压强相同, 所以在此只计算一个面上的压强即可, 以 A 面为例.

第一步, 先考虑某一个分子 i 在单位时间内对 A 面的冲量.

设第 i 个分子速度为 $\boldsymbol{v}_i$, 分量式

$$\boldsymbol{v}_i = v_{ix}\boldsymbol{i} + v_{iy}\boldsymbol{j} + v_{iz}\boldsymbol{k}$$

由动量定理知, 分子 i 与 A 面碰撞 1 次受到器壁对它的冲量为

$$I'_{ix} = -mv_{ix} - mv_{ix} = -2mv_{ix}$$

根据牛顿第三定律, 分子给予器壁的冲量为

$$I_{ix} = 2mv_{ix}$$

当分子 i 与 A 面弹性碰撞后, 又弹到 B 面(不计分子间碰撞), 之后由 B 面又弹回 A 面, 如此往复. 则

单位时间内分子 i 与 A 面碰撞次数为 $\frac{v_{ix}}{2l_1}$, 单位时间内 A 面受分子 i 的冲量大小为

$$I_{ix} = 2mv_{ix} \cdot \frac{v_{ix}}{2l_1} = \frac{1}{l_1}mv_{ix}^2$$

由上可知, 每一分子对器壁的碰撞以及作用在器壁上的冲量是间歇的不连续的. 但是, 实际上容器内分子数目极大, 他们对器壁的碰撞就像密集雨点打到雨伞上一样, 对器壁有一个均匀而连续的压强.

第二步, 单位时间内所有分子对 A 面的冲量为

$$I_x = I_{1x} + I_{2x} + \cdots + I_{Nx} = \sum_{i=1}^N I_{ix} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{l_1}mv_{ix}^2 = \frac{m}{l_1} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

第三步, 单位时间内 A 面受到的平均冲力. 按力学的理解, 根据动量定理, 气体在单位时间内给 A 面的冲量也就是气体给 A 面的平均冲力, 设单位时间内 A 面受到的平均冲力大小为 $\bar{F}$, 有

$$\bar{F} \cdot 1 = I_x = \frac{m}{l_1} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

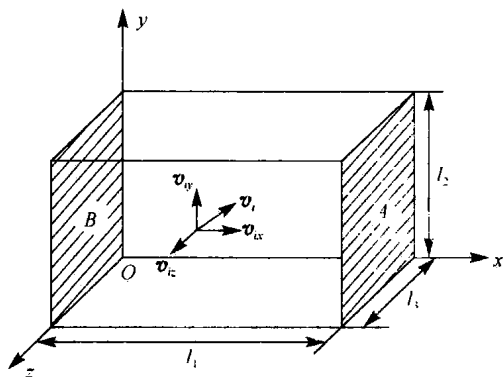


图 13-2 推导气体压强公式用图