



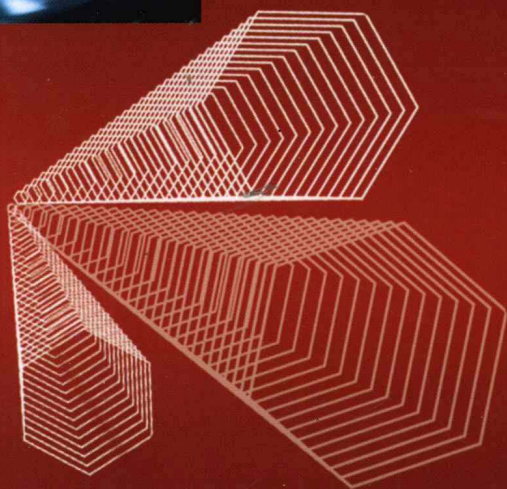
普通高等教育“十一五”规划教材

大学物理学

(下册)



史可信 主编



科学出版社
www.sciencep.com

普通高等教育“十一五”规划教材

大学物理学

(下册)

主 编 史可信

副主编 于梅芳 丁万平

编 委 诸琢雄 张志方 许明海

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书是作者在多年教学的基础上结合一般工科院校、独立学院、民办高校和应用技术类高校的学生特点编写而成的. 本书具有浅显易懂, 不拘泥于物理理论的形式, 简化数学推导的特点, 能够起到培养学生学习方法、传授学生思想、让学生掌握知识的作用. 本书分为上、下两册, 本书是下册, 内容包括热学、振动与波、光学和近代物理初步.

本书适合于一般工科院校、独立学院、民办高校和应用技术类高校学习大学物理课程的学生作为教材, 也可供相关教师参考使用.

图书在版编目(CIP)数据

大学物理学. 下册/史可信主编. —北京: 科学出版社, 2009
普通高等教育“十一五”规划教材

ISBN 978-7-03-023390-5

I. 大… II. 史… III. 物理学-高等学校-教材 IV. O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 176904 号

责任编辑: 胡云志 / 责任校对: 桂伟利
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>

北京市文林印务有限公司印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2009 年 1 月第 一 版 开本: B5(720×1000)

2009 年 1 月第一次印刷 印张: 14 1/4

印数: 1—4 000

字数: 270 000

定价: 45.00 元(上、下册)

(如有印装质量问题, 我社负责调换〈文林〉)

目 录

第三篇 热 学

第十三章 气体动理论	1
13.1 理想气体状态方程	1
13.2 理想气体的压强公式	5
13.3 理想气体的温度公式	7
13.4 能量均分定理 理想气体的内能	9
13.5 麦克斯韦速率分布律	12
13.6 分子碰撞和平均自由程	16
* 13.7 气体的输运现象	19
思考题	22
习题 13	23
第十四章 热力学基础	25
14.1 功 热量 内能 热力学第一定律	25
14.2 热力学第一定律对于理想气体等值过程的应用	27
14.3 绝热过程 * 多方过程	33
14.4 循环过程 卡诺循环	37
14.5 热力学第二定律	43
* 14.6 可逆过程与不可逆过程 卡诺定理	45
* 14.7 熵 自由膨胀的不可逆性	46
* 14.8 熵增加原理 热力学第二定律的统计意义	49
思考题	52
习题 14	53

第四篇 振 动 与 波

第十五章 机械振动	57
15.1 一维振动	57
15.2 谐振动的合成	66
思考题	70

习题 15	71
第十六章 机械波和电磁波	74
16.1 一维波	74
16.2 空间波	81
* 16.3 声强 声强级	82
16.4 惠更斯原理	83
16.5 波的叠加原理 波的干涉 驻波	85
* 16.6 多普勒效应	91
* 16.7 电磁波	93
思考题	96
习题 16	97

第五篇 光 学

第十七章 光的干涉	101
17.1 相干光	101
17.2 双缝干涉实验	102
17.3 光程与光程差	105
17.4 薄膜干涉	107
17.5 等厚干涉条纹	110
* 17.6 等倾干涉条纹	114
* 17.7 迈克耳孙干涉仪	116
思考题	118
习题 17	119
第十八章 光的衍射	122
18.1 光的衍射现象和惠更斯-菲涅耳原理	122
18.2 单缝的夫琅禾费衍射	124
* 18.3 圆孔的夫琅禾费衍射	127
18.4 光栅衍射	129
* 18.5 X 射线衍射	136
思考题	138
习题 18	139
第十九章 光的偏振	140
19.1 自然光和偏振光	140
19.2 马吕斯定律	142
19.3 反射光和折射光的偏振	144

* 19.4 光的双折射现象	146
思考题	151
习题 19	152

第六篇 近代物理初步

第二十章 狭义相对论基础	155
20.1 狭义相对论的基本假设	155
20.2 洛伦兹变换	158
* 20.3 相对论速度变换	161
20.4 狭义相对论的时空观	163
20.5 相对论动力学基础	170
思考题	175
习题 20	176
第二十一章 量子物理初步	178
21.1 黑体辐射 普朗克能量子假设	178
21.2 光电效应 爱因斯坦的光子理论	183
21.3 康普顿效应	186
21.4 光的波粒二象性	189
21.5 氢原子的玻尔理论简介	189
21.6 微观粒子的波动性 物质波	193
21.7 不确定关系	199
21.8 薛定谔方程	201
21.9 一维无限深方势阱中的粒子	205
思考题	208
习题 21	209
习题答案	211
常用物理常量的值	217
本书中物理量的名称、符号和单位	218

第三篇 热 学

宏观物质系统由数量十分巨大的分子组成,这种由大数量运动情况十分混乱的分子所组成的系统,又遵循一定的统计规律性.因此,这种具有明显无序性和统计性的热运动又是一种有别于其他运动形式的另一种基本运动形式.热现象也就是大数量分子集体的表现.物理学中热学部分研究的就是分子的热运动及其宏观规律.

对热现象规律的研究通常采用这样两种方法:一种是从能量的观点出发以观察和实验为基础,总结热现象所满足的宏观规律及其应用,这就是热力学方法;另一种是从物质由大数量分子组成,分子处于永不停息的运动之中,这一观点出发,应用统计的方法,研究大数量分子热运动的规律,这就是微观的统计力学方法.本篇第十三章气体动理论就是运用这一方法研究气体的宏观性质和规律.第十四章介绍热力学中最基本的概念和规律.

需要指出的是,热力学方法和统计力学方法是两种不同的方法,但它们相互补充,不可偏废,对于同一个问题,往往要从两方面去分析研究它,以便对这一问题有一个较全面的理解.因此,在第十三章也会涉及一些热力学的概念,第十四章中也会应用分子动理论的概念.

第十三章 气体动理论

本章以物质的微观结构为基础,应用统计的方法和观点,讨论分子热运动所遵守的基本规律,阐明物质的一些宏观性质,并揭示其微观本质.本章主要内容是以气体分子动理论为主线,着重介绍统计方法及其对理解气体的一些应用.

13.1 理想气体状态方程

1. 描述气体系统的状态参量

在机械运动中,质点的运动状态可以用位置矢量和速度矢量来描写.对于气体系统,位置矢量和速度矢量只能描写个别分子的运动状态,而不能描述大量分子组

成的系统的状态. 因此必须用一些能表征大量分子整体特征的物理量来描写系统的状态. 这些用来描写气体系统宏观状态的物理量, 称为系统的状态参量. 实验证明, 对于一定质量的气体, 其状态一般可用气体所占的体积 V 、压强 p 和温度 T 或 t 来描写, 所以, 常把这三个物理量称为气体的状态参量.

1) 体积 V

气体的体积 V 是指气体容器的容积, 即气体分子活动的空间. 体积 V 是从几何的角度来描写气体状态的, 常称为几何参量. 在国际单位制(SI)中, 体积的单位是立方米, 符号 m^3 . 体积另一个常用单位是升, 符号 L , 升与立方米的关系是 $1\text{L} = 1 \times 10^{-3} \text{m}^3$.

2) 压强 p

气体的压强 p 是指气体作用在器壁单位面积的垂直作用力. 它是气体中大量分子对器壁不断碰撞的结果. 压强是从力学的角度来描写气体状态的, 常称为力学参量. 在国际单位制(SI)中, 压强的单位是帕, 符号 Pa , 即 $1\text{Pa} = 1\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$. 在实用中常用的单位还有毫米汞高(mmHg)和标准大气压(atm), 它们与 Pa 的关系如下:

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

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

3) 温度 T

温度的概念比较复杂, 它在本质上与物体内部大量分子的热运动剧烈程度密切相关, 但在宏观上可以简单地将它看成物体冷热程度的量度. 温度的数值表示方法, 即温标, 常用的有两种: 一种是热力学温标, 用 T 表示, 单位开[尔文], 符号 K ; 另一种是摄氏温标, 用 t 表示, 单位摄氏度, 符号 $^{\circ}\text{C}$. 两种温标间的相互关系是

$$t = T - 273.15$$

在气体动理论和热力学中, 常用热力学温标.

2. 平衡态 准静态过程

气体的平衡态是个很重要的概念, 为了明确平衡态的概念, 观察下述实验: 将一个由理想绝热材料制成一个容器, 用活动隔板 C , 分成如图 13-1 所示 A, B 两室, A 室中盛有气体, B 室为真空. 如果 A 室中气体与外界没有能量交换, 则温度和压强将不随时间变化, 该气体就处于热平衡之中. 我们将不受外界影响的条件下, 气体的状态参量不随时间变化的状态称为平衡态. 考虑到气体中热运动的存在, 气体的平衡态应该叫做热动平衡态. A 室中气体可用状态参量 p_1, V_1, T_1 来表示. 当隔板 C 抽去以后, A 室中气体就会向 B 室中扩散. 在这过程

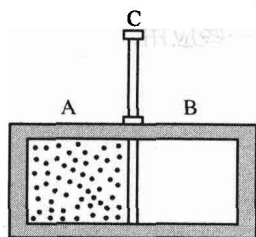


图 13-1 绝热容器中的气体膨胀

中,气体内部各部分的宏观性质(如气体密度)是不同的,而且随时间在不断地变化.当经过足够长的时间之后,气体将达到一个新的各处均匀的状态,可用状态参量 p_2, V_2, T_2 来表示,这就是一种新的平衡态.

根据平衡态的定义,平衡态必须满足这样两个条件:①系统的宏观性质不随时间变化;②系统与外界没有能量和物质的交换.这两个条件缺一不可的.上述实验中气体由 A 室向 B 室膨胀过程中,虽然气体与外界没有能量和物质的交换,但它随着时间的推延而宏观性质发生变化,故它时时处在非平衡态之中.在实际中并不存在完全不受外界影响,而且保持宏观性质不变的系统,但许多实际问题中所遇到的状态可以近似地作为平衡态来处理.上述实验中如果过程进展得十分缓慢,使所经历的一系列中间状态都无限接近平衡状态,这个过程就称为准静态过程.如图 13-2 所示,上述实验中,从 A 到 B 曲线表示从初状态 (p_1, V_1, T_1) 向末状态 (p_2, V_2, T_2) 缓慢变化的准静态过程.显然,准静态过程是个理想的过程,它和实际过程毕竟是有差别的,但在许多情况下,可近似地把实际过程当作准静态过程处理,所以,准静态过程是个很重要的概念.

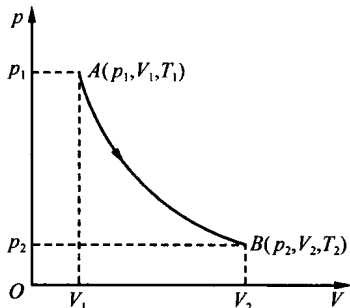


图 13-2 准静态过程示意图

3. 理想气体状态方程

大量实验表明,无论什么气体在密度不太高,压强不太大(与大气压比较)和温度不太低(与室温比较)的条件下,都能遵守玻义耳(Robert Boyle)-马略特(Edml Mariotte)定律、盖-吕萨克(Gay-Lussac)定律和查理(J. A. C Charles)定律,三个实验定律.我们把遵守上述三个实验定律的气体称为理想气体.在常温常压下,实际气体都可以近似地当作理想气体来处理.压强越低,温度越高,这种近似的准确度就越高.

一定质量 M 的理想气体,当它处于任何一个平衡态时,状态参量 p, V, T , 满足气体方程 $\frac{pV}{T} = C$, C 为常量.若 p_0 为标准大气压, V_0 为标准大气压下 1mol 气体的体积, T_0 为 273.15K 时,其理想气体方程为

$$\frac{pV}{T} = \frac{M}{\mu} \frac{p_0 V_0}{T_0}$$

式中

$$R = \frac{p_0 V_0}{T_0} = \frac{1.013 \times 10^5 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2} \times 22.4 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}}{273.15 \text{ K}} = 8.31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

于是理想气体状态方程表达为

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

式中, μ 为气体摩尔质量, R 为摩尔气体常数(有些教科书称为普适气体常量), ν 为气体摩尔数.

例 13-1 某柴油机气缸内空气温度为 47.0°C , 压强是 0.85atm . 当活塞把空气压缩到原来体积的 $\frac{1}{17}$ 时, 压强增大到 42atm . 试求这时气缸内空气的温度(设空气可看作理想气体).

解 由题意, 以气缸内的空气作为研究对象, 则初状态的压强、温度和体积分别为

$$p_1 = 0.85\text{atm}, \quad T_1 = (47 + 273)\text{K} = 320\text{K}, \quad V_1$$

末状态的压强、温度和体积分别为

$$p_2 = 42\text{atm}, \quad T_2, \quad V_2 = \frac{1}{17}V_1$$

由理想气体状态方程(13-1)可知, 对于任何两个平衡态有

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}$$

即

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{p_1 V_1} T_1$$

代入数据, 有

$$T_2 = \frac{42 \times V_2}{0.85 \times 17 V_1} \times 320 = 9.3 \times 10^2 (\text{K})$$

这个温度远远超过了柴油的燃点, 所以, 柴油喷入气缸时就会立即燃烧, 发生爆炸, 推动活塞做功.

例 13-2 容积为 $10 \times 10^{-3} \text{m}^3$ 的氢气瓶内装有温度为 27°C , 压强为 50atm 的氢气. 在气焊时用去一部分氢气, 使瓶内氢气的温度降为 17°C , 压强降为 10atm . 试用用去了多少质量的氢气(设氢气为理想气体)?

解 氢气未使用前的压强, 体积和温度, 分别由 p_1, V_1 和 T_1 来表示, 使用后的压强、体积和温度, 分别由 p_2, V_2 和 T_2 来表示.

根据理想气体状态方程式(13-1), 瓶内未使用前的氢气质量为

$$M_1 = \frac{p_1 V_1}{T_1} \frac{\mu}{R}$$

使用后瓶内剩下氢气的质量为

$$M_2 = \frac{p_2 V_2}{T_2} \cdot \frac{\mu}{R}$$

所以,用去的氢气质量为

$$M_1 - M_2 = \frac{\mu}{R} \left(\frac{p_1 V_1}{T_1} - \frac{p_2 V_2}{T_2} \right)$$

数据代入后可得

$$\begin{aligned} M_1 - M_2 &= \frac{2 \times 10^{-3}}{8.31} \times \left(\frac{50 \times 10 \times 10^{-3}}{300} - \frac{10 \times 10 \times 10^{-3}}{290} \right) \times 1.013 \times 10^5 \\ &= 3.22 \times 10^{-2} (\text{kg}) \end{aligned}$$

13.2 理想气体的压强公式

1. 理想气体的微观模型

在热力学中常把研究的气体系统称为热力学系统. 理想气体是一种最简单的热力学系统. 由于理想气体在一定范围内表达了各种真实气体共有的一些性质, 因此, 它的微观模型实际上就是在压强不太大和温度不太低的条件下对真实气体理想化、抽象化的结果.

实验表明, 常温、常压下气体中各分子之间的距离, 平均地约为分子线度的 10 倍, 因而气体中分子本身所占据的空间很小, 所以对于理想气体, 可作如下假定:

(1) 理想气体分子的大小与气体分子间距离比较, 可以忽略不计. 气体分子可以看成质点.

(2) 理想气体分子之间的碰撞, 与器壁的碰撞, 可看作完全弹性碰撞. 气体分子可以看成弹性小球.

(3) 理想气体分子之间的作用力除碰撞瞬间外可以忽略不计, 重力可以忽略不计.

总之, 理想气体被看作自由地, 无规则运动着的弹性小球的集合, 这种模型就是理想气体的微观模型. 提出这种模型, 是为了便于分析和讨论气体的基本现象. 在具体运用时, 鉴于分子热运动的统计性, 还必须作出统计假设. 例如, 对大量气体分子来说, 分子沿各个方向运动的机会是均等的, 气体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.

2. 理想气体压强公式的推导

从分子运动的观点来看, 气体的压强是由大量分子在与器壁碰撞中不断地给

器壁以力的作用所引起的,它是一个统计平均值. 气体的压强,在数值上等于每单位时间内与器壁相碰撞的所有气体分子作用于器壁每单位面积上的总冲量.

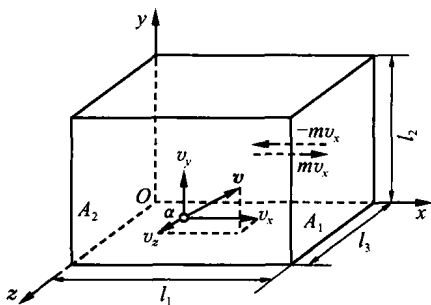


图 13-3 推导压强公式用图

为了计算方便,我们选一个边长分别为 l_1, l_2, l_3 的长方形容器(图 13-3),并设容器中有 N 个同类气体分子,每个分子的质量都是 m 做不规则的热运动,其速度为 $\mathbf{v}$ 在 x, y, z 三个方向上速度分量为 v_x, v_y, v_z .

在平衡态下,器壁各处所受压强完全相同. 现在我们来计算器壁 A_1 面上所受压强. 先选一个分子 a 来考虑,当分子 a 撞击器壁 A_1 面时,它将受到 A_1 面沿 $-x$ 方向所施的作用力. 因为碰撞是弹性的,所以就 x 方向的

运动来看,以速度 v_x 撞击 A_1 面,然后以速度 $-v_x$ 弹回. 这样,分子 a 与 A_1 面碰撞一次分子动量的改变为 $I'_x = (-mv_x - mv_x) = -2mv_x$,按动量定理,这一动量的改变也等于 A_1 面对分子 a 上的冲量. 根据牛顿第三定律,分子 a 对 A_1 面的冲量为 $I_x = 2mv_x$,即 $f\Delta t = 2mv_x$. 分子 a 从 A_1 面弹回,飞向 A_2 面,碰撞 A_2 面后,再回到 A_1 面,在 x 方向上的所经过的路程是 $2l_1$. 由于分子 a 在 x 方向运动速度 v_x 大小不变,因此,所需时间为 $\Delta t = \frac{2l_1}{v_x}$. 所以,在单位时间内,分子 a 作用在 A_1 面上的冲量

也就是作用在 A_1 面上的力,即 $f = \frac{2mv_x}{\Delta t} = \frac{mv_x^2}{l_1}$.

从以上讨论可知,每一个分子对器壁上碰撞,即作用在器壁上的力是间歇的,不连续的. 但是,容器内有 N 个分子,它们对 A_1 面都在碰撞,使器壁受到一个连续而均匀的作用力,正如密集的雨点打在雨伞上,我们感到一个均匀的作用力相似. A_1 面所受到的平均作用力 $\bar{F}$ 的大小应该等于 N 个分子对 A_1 面作用的总和,即

$$\bar{F} = f_1 + f_2 + f_3 + \cdots = \frac{mv_{1x}^2}{l_1} + \frac{mv_{2x}^2}{l_1} + \frac{mv_{3x}^2}{l_1} + \cdots = \sum_{i=1}^N \frac{mv_{ix}^2}{l_1} = \frac{m}{l_1} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2$$

式中 v_{ix} 为第 i 个气体分子在 x 方向上速度分量. 按压强定义

$$p = \frac{\bar{F}}{l_2 l_3} = \frac{m}{l_1 l_2 l_3} \sum_{i=1}^N v_{ix}^2 = \frac{mN}{l_1 l_2 l_3} \left(\frac{v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + v_{3x}^2 + \cdots + v_{Nx}^2}{N} \right)$$

式中,括号内的量为 N 个气体分子沿 x 方向速度分量平方的平均值,可写作 $\overline{v_x^2}$. 又

因单位体积内的分子数 $n = \frac{N}{l_1 l_2 l_3}$, 所以,上式可写作

$$p = nm \overline{v_x^2} \quad (13-2)$$

按上面所说统计假设,沿各个方向速度分量的平均值应该相等,即 $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$, 又

因为 $\overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} = \overline{v^2}$, 所以 $\overline{v_x^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}$. 即

$$p = \frac{1}{3} nm \overline{v^2} \quad (13-3)$$

此处 $\overline{v^2} = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \cdots + v_N^2}{N}$ 为 N 个分子速度平方的平均值. 又因为分子的平均平动动能 $\bar{\omega} = \frac{1}{2} m \overline{v^2}$, 代入式(13-3)得

$$p = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m \overline{v^2} \right) = \frac{2}{3} n \bar{\omega} \quad (13-4)$$

式(13-4)便是理想气体的压强公式. 它表明气体的压强既与单位体积中的分子数 n 有关, 又与分子的平均平动动能 $\bar{\omega}$ 有关, 这是一个统计性规律.

13.3 理想气体的温度公式

根据理想气体的压强公式和气体状态方程, 可以导出气体的温度与分子的平均平动动能之间的关系, 从而揭示宏观量温度的微观本质.

1. 温度的本质和统计意义

设每个分子的质量是 m , 气体的摩尔质量 μ 与 m 之间应有关系 $\mu = N_A m$, $N_A = 6.022 \times 10^{23} \cdot \text{mol}^{-1}$ 为阿伏伽德罗 (Armedeo Avogadro) 常量. 另外气体质量为 M 时的分子数为 N , 所以 M 与 m 之间也有关系式 $M = Nm$. 把这两个关系式代入理想气体状态方程 $pV = \frac{M}{\mu} RT$, 消去 m 得

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

式中, $\frac{N}{V} = n$, 即为单位体积的分子数, R 和 N_A 都为常数, 比值 $\frac{R}{N_A} = k_B$ 来表示, k_B 叫做玻尔兹曼 (L. Boltzman) 常量.

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

因此, 理想气体状态方程可改写成

$$P = nk_B T \quad (13-5)$$

将式(13-5)和气体压强公式式(13-4)比较, 得

$$\bar{\omega} = \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T \quad (13-6)$$

式(13-6)是宏观量温度 T 与微观量 $\bar{\omega}$ 的关系式,关系式说明分子的平均平动动能仅与温度成正比.换句话说,该公式揭示了气体温度的统计意义,即气体的温度是气体分子平均平动动能的量度.由此可见,温度是大量气体分子热运动的集体表现,具有统计的意义,对个别气体分子,说它有多少温度是没有意义的.

如果两种气体温度相同时,表示这两种气体的分子平均平动动能相等.当一种气体温度比较高时,则表示这种气体分子平均平动动能比较大,气体内部分子热运动越剧烈.按照这个观点,热力学温度零度将是理想气体热运动停止时的温度,然而实际上分子运动是永远不会停息的,热力学温度零度也是永远不可能达到的.根据近代理论,即使 $T=0$ 时,分子或原子内部仍将保持某种其他形式的运动,如振动等,这称为零点能量.至于气体,则在温度未达到热力学温度零度以前,已经变成液体或固体,式(13-6)也早就不能适用了.

2. 气体分子的方均根速率 $\sqrt{\overline{v^2}}$

从气体分子的平均平动动能公式(13-6),我们可以计算在任意温度下气体分子的方均根速率 $\sqrt{\overline{v^2}}$,它是气体分子速率的一种平均值,式(13-6)中 $\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T$,所以

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{3k_B N_A T}{m N_A}} \approx 1.73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}} \quad (13-7)$$

表 13-1 列出了几种气体在温度 0°C 时方均根速率.

表 13-1 在 0°C 时气体分子的方均根速率

气体种类	方均根速率/($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	摩尔质量/($10^{-3} \text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$)
O_2	4.61×10^2	32.0
N_2	4.93×10^2	28.0
H_2	1.84×10^3	2.0
CO_2	3.93×10^2	44.0
H_2O	6.15×10^2	18.0

注意:从表 13-1 可以看出相同温度时,各种分子的平均平动动能相等,但它们的方均根速率不相等.

例 13-3 一容器内储有气体,温度为 0°C . 问:

- (1) 压强为 1atm 时,在 1m^3 中有多少个分子?
- (2) 在高真空时,压强为 $1.33 \times 10^{-5} \text{Pa}$,在 1m^3 中有多少个分子?

解 按公式 $p = nk_B T$ 可知

$$(1) n = \frac{p}{k_B T} = \frac{1.013 \times 10^5}{1.38 \times 10^{-23} \times 273} \text{m}^{-3} = 2.69 \times 10^{25} \text{m}^{-3}$$

$$(2) n = \frac{p}{k_B T} = \frac{1.33 \times 10^{-5}}{1.38 \times 10^{-23} \times 273} \text{m}^{-3} = 3.53 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$$

以上解答可以看出,两者相差 10^{10} 倍.

例 13-4 体积为 $1 \times 10^{-3} \text{m}^3$ 的容器中,储有某理想气体,其分子总数 2×10^{23} 个,每个分子的质量为 $5 \times 10^{-26} \text{kg}$,分子的方均根速率为 $400 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. 试求该气体的压强,温度以及分子总平均平动动能.

解 根据理想气体压强公式,有

$$p = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m \overline{v^2} \right) = \frac{2}{3} \frac{N}{V} \left(\frac{1}{2} m \overline{v^2} \right)$$

代入已知数据,可得

$$p = \frac{2}{3} \times \frac{2 \times 10^{23} \times 5 \times 10^{-26} \times 400^2}{1 \times 10^{-3} \times 2} = 5.33 \times 10^5 \text{ (Pa)}$$

根据方均根速率关系式 $\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}$, 可得

$$T = \frac{(\sqrt{\overline{v^2}})^2 m}{3k_B} = \frac{400^2 \times 5 \times 10^{-26}}{3 \times 1.38 \times 10^{-23}} = 193 \text{ (K)}$$

分子总平均平动动能 E_k 为

$$E_k = N \bar{\omega} = N \left(\frac{1}{2} m \overline{v^2} \right) = \frac{2 \times 10^{23} \times 5 \times 10^{-26} \times 400^2}{2} = 800 \text{ (J)}$$

13.4 能量均分定理 理想气体的内能

1. 分子的自由度

气体分子,除了单原子分子,其运动形式并不局限于平动. 例如,双原子分子和多原子分子除了平动外,还有转动和分子内原子的振动. 因此,分子运动的总能量,一般地来讲,应该包括平动、转动和振动等所有这些运动形式所具有的能量. 为了讨论分子的各种运动形式所具有的能量,需要引入力学中有关自由度的概念.

自由度,顾名思义,描写的是物体的自由程度. 显然,如果确定物体的位置所需的独立参量越多,则物体就越自由. 反过来,如果一个物体受到某种限制和约束,则其自由度就要减少. 因此,一个物体的自由度就是:确定其空间位置时所需的独立坐标数. 单原子分子,可以看成是一个质点(图 13-4(a)),其空间坐标有 3 个($x, y,$

z), 所以, 单原子气体分子有 3 个平动自由度. 双原子分子由两个原子组成, 中间有一条连线(图 13-4(b)), 每个原子有 3 个坐标, 中间一条连线约束自由运动, 总的自由度为 $3 \times 2 - 1 = 5$, 所以双原子气体分子共有 5 个自由度, 其中 3 个平动自由度, 2 个转动自由度. 三原子(多原子)分子由 3 个原子组成(图 13-4(c)), 每两个原子之间有一条连线, 每个原子有 3 个坐标, 三条直线约束自由运动, 总自由度为 $3 \times 3 - 3 = 6$, 所以, 三原子(多原子)气体分子共有 6 个自由度, 其中 3 个平动自由度, 3 个转动自由度.

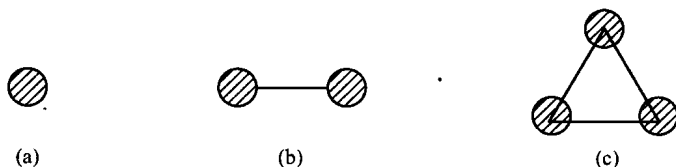


图 13-4 不同分子的自由度

已讨论的几种气体分子的自由度如表 13-2 所示.

表 13-2 气体分子自由度

分子种类	平动自由度 t	转动自由度 r	总自由度 ($i=t+r$)
单原子分子	3	0	3
双原子分子	3	2	5
三(多)原子分子	3	3	6

事实上, 除了单原子气体分子没有振动外, 双原子气体分子和多原子气体分子中, 还应该还有振动自由度, 理想气体在常温下, 可以不予考虑.

2. 能量按自由度均分定理

理想气体分子的平均平动动能公式是

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T$$

理想气体大量分子向各方向运动的几率相等, 因此应有

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

即

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

可得

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

由此可见

$$\frac{1}{2}m\overline{v_x^2} = \frac{1}{2}m\overline{v_y^2} = \frac{1}{2}m\overline{v_z^2} = \frac{1}{2}k_B T \quad (13-8)$$

式(13-8)表明:气体分子每一个平动自由度都可以平均分配到的能量是 $\epsilon = \frac{1}{2}k_B T$.

这种能量的平均分配可以扩展到转动自由度上,即气体分子每一个转动自由度其平均分配到的能量也是 $\frac{1}{2}k_B T$. 气体分子任一个自由度的平均动能都等于 $\frac{1}{2}k_B T$, 如果气体分子有 i 个自由度, 则每个分子总平均动能就是 $\frac{i}{2}k_B T$. 能量按照这样的分配原则, 叫做能量按自由度均分定理. 这个原则是关于分子无规则运动动能的统计规律, 是大量分子统计平均所得出的结果, 也是分子热运动统计性的一种反映. 能量按自由度均分定理, 在经典物理中, 也适用于液体和固体分子的无规则运动.

应当指出, 对于非刚性气体分子, 除了平动自由度和转动自由度外, 还存在着振动自由度. 对应于每一个振动自由度, 每个分子除了有 $\frac{1}{2}k_B T$ 平均动能外, 还有 $\frac{1}{2}k_B T$ 的平均势能, 所以, 在每一振动自由度上分配到的平均能量应该是 $k_B T$.

3. 理想气体的内能

热力学中, 把系统与热现象有关的那个部分能量叫做内能, 理想气体的内能只与其温度有关. 热现象是分子热运动的表现, 对于理想气体来说, 由于忽略了分子间的相互作用力, 因而也相应地忽略分子间的相互作用势能, 所以理想气体内能就只有气体分子平均平动动能和平均转动动能的总和.

因为每个分子的平均总动能是 $\frac{i}{2}k_B T$, 1mol 气体有 N_A 个分子, 所以 1mol 理想气体的内能是

$$E = N_A \cdot \frac{i}{2}k_B T = \frac{i}{2}RT \quad (13-9)$$

则质量为 M , 摩尔质量为 μ 的理想气体内能为

$$E = \frac{M}{\mu} \frac{i}{2}RT \quad (13-10)$$

由式(13-10)可知, 一定量的理想气体的内能完全取决于分子运动的自由度 i 和气体的热力学温度 T , 而与气体的体积和压强无关. 所以, 理想气体的内能只是