



高等院校“十三五”规划教材

大学基础物理

DAXUE JICHU WULI

主编 吴君君



哈尔滨工业大学出版社
HARBIN INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

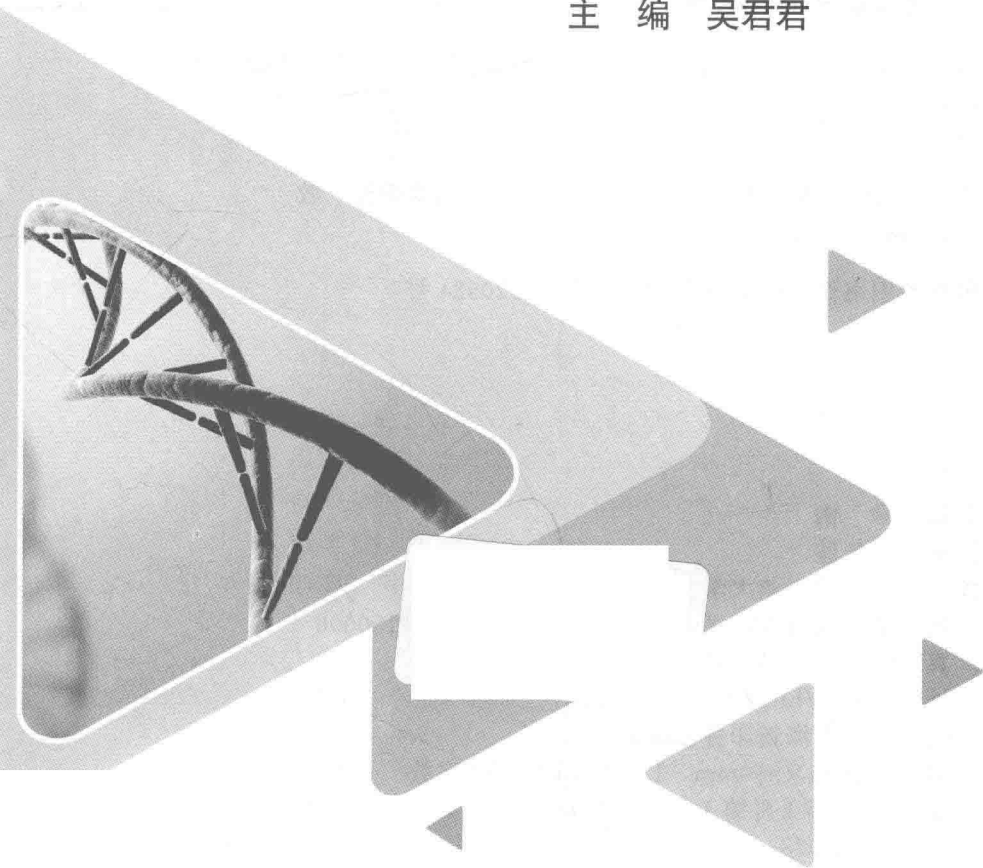


高等院校“十三五”规划教材

大学基础物理 下

DAXUE JICHU WULI

主 编 吴君君



哈尔滨工业大学出版社
HARBIN INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

内 容 简 介

本书根据普通高等院校大学物理教学的特点,联系物理学的最新发展,结合大学物理课程的要求,在多年教学实践的基础上,组织长期从事大学物理教学的一线教师编写而成。全书内容丰富、全面,层次结构清楚,包含力学、热学、光学、电磁学、相对论、量子基础 6 个部分,涉及经典物理和近代物理两个篇章。

本书可以作为高等院校各专业大学物理课的教材,也可以作为文科物理和其他学习大学物理知识人员的参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

大学基础物理:全 2 册/吴君君主编. —哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2018. 1

ISBN 978-7-5603-7168-9

I. ①大… II. ①吴… 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 320924 号

策划编辑 常 雨
责任编辑 李长波
出版发行 哈尔滨工业大学出版社
社 址 哈尔滨市南岗区复华四道街 10 号 邮编 150006
传 真 0451-86414749
网 址 <http://hitpress.hit.edu.cn>
印 刷 三河市海新印务有限公司
开 本 787mm×960mm 1/16 印张 22 字数 385 千字
版 次 2018 年 1 月第 1 版 2018 年 1 月第 1 次印刷
书 号 ISBN 978-7-5603-7168-9
定 价 60.00 元(全 2 册)

(如因印装质量问题影响阅读,我社负责调换)

编写委员会

主 编 吴君君

副 主 编 刘海望 关 贺 李慧丽

目 录

大学基础物理(下)

第 8 章 气体动理论 001

8.1 平衡态 理想气体	002
8.2 理想气体的压强和温度	003
8.3 自由度 能量均分定理	007
8.4 麦克斯韦速率分布	010
8.5 玻耳兹曼熵	015
课后习题	016

第 9 章 热力学基础 018

9.1 功 热量	019
9.2 热力学第一定律	021
9.3 气体热容	023
9.4 等值和绝热过程	025
9.5 循环过程	029
9.6 热力学第二定律	032
9.7 热力学熵 熵增加原理	034
课后习题	037

第 10 章 静电场 039

10.1 电荷与库仑定律	040
10.2 电场强度	041
10.3 静电场的高斯定理	047
10.4 静电场的环路定理 电势	053
10.5 电场强度与电势梯度	059
10.6 静电场中的导体	061

10.7 静电场中的电介质	064
10.8 电容器	072
10.9 静电场的能量	076
10.10 静电的应用	078
课后习题	082

第 11 章 稳恒磁场 084

11.1 磁现象 磁感应强度	085
11.2 毕奥-萨伐尔定律	086
11.3 磁通量 磁场的高斯定理	090
11.4 安培环路定理	092
11.5 磁场对载流导线和运动电荷的作用	095
11.6 磁介质	105
课后习题	111

第 12 章 电磁感应 115

12.1 电磁感应定律	116
12.2 动生电动势与感生电动势	118
12.3 自感与互感	121
12.4 磁场的能量	125
12.5 位移电流 全电流定律	127
12.6 麦克斯韦方程组	129
12.7 电磁波	132
课后习题	135

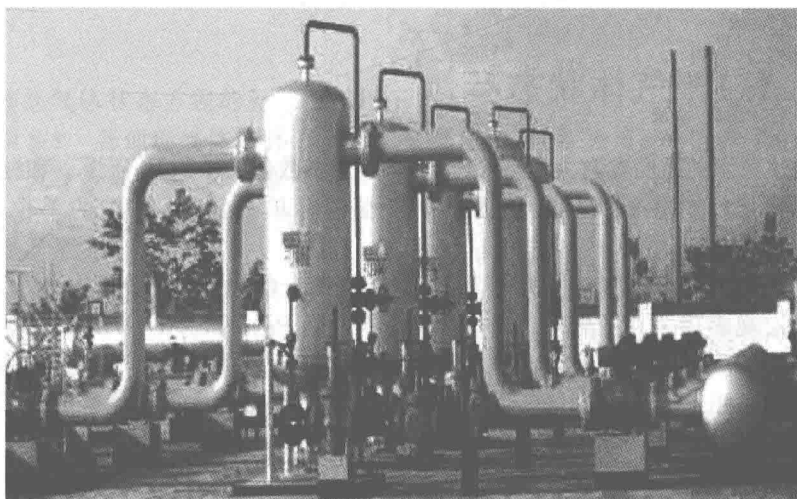
第 13 章 概率波和薛定谔方程 138

13.1 前期量子论	139
13.2 概率波	146
13.3 概率幅的性质及不确定关系	149
13.4 薛定谔方程及定态问题	153
13.5 氢原子	158
课后习题	162

我们不能人云亦云,这不是科学精神,
科学精神最重要的就是创新。

——钱学森

第 8 章 气体动理论



气体动理论(kinetic theory of gases)是 19 世纪中期建立的以气体热现象为主要研究对象的经典微观统计理论。气体由大量分子组成,分子做规则的热运动,分子间存在相互作用力,分子的运动遵循经典的牛顿力学规律。根据上述微观模型,采用统计平均的方法来考察大量分子的集体行为,为气体的宏观热学性质和规律,如压强、温度、状态方程、热力学能(内能)、比热以及输运过程等提供了定量的微观解释。气体动理论揭示了气体宏观热学性质和过程的微观本质,推导出了宏观规律,总结出了宏观量与微观量平均值的关系。它的成功印证了微观模型和统计方法的正确性,使人们对气体分子的集体运动和相互作用有了清晰的认识,标志着物理学的研究第一次达到了分子水平。

热学是研究物质热运动的规律以及其他运动形态之间相互转化的科学,按照研究方法的不同,热学可分为热力学和统计物理学。统计物理学是研究物质热运动的微观理论,它从宏观物体由大量微观粒子组成这一基本事实出发,以分子动理论为基础,运用统计的方法来揭示物质热运动的本质。本章从物质的微观结构出发,以气体为研究对象,运用统计的方法,研究大量气体分子热运动的规律,主要介绍理想气体的状态方程及理想气体的压强和温度。

8.1 平衡态 理想气体

8.1.1 气体状态参量

描述系统性质的参数为状态参数,气体状态参数包括体积 V 、压强 p 和温度 T 。

体积是气体分子所能到达的空间。在国际单位制中,体积的单位是 m^3 , $1 \text{ m}^3 = 1\,000 \text{ L}$ 。

压强是气体分子垂直作用于器壁单位面积上的力,是大量气体分子与器壁碰撞的宏观表现。在国际单位中,压强的单位是 Pa , $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2$ 。

温度是反映物体冷热程度的物理量,其高低反映物体内部分子热运动的剧烈程度。常用温标有热力学温标和与摄氏温标。摄氏温度 t 的单位是 $^{\circ}\text{C}$,热力学温度 T 的单位是 K ,这两种温标之间的大小关系为 $T = 273.15 + t$ 。

8.1.2 平衡态和平衡过程

在不受外界影响的条件下,系统宏观性质均匀一致、 p 不随时间变化的状态,为平衡状态,是一种热动平衡态。如图 8-1 所示,状态 1 到状态 2 是一个状态变化的过程。若此过程足够缓慢,这个过程中每一状态都可近似看作一个平衡态,这一过程称为平衡过程或准静态过程。

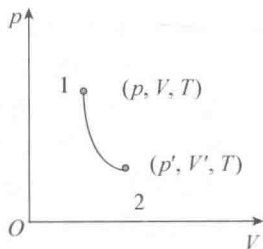


图 8-1 平衡态

8.1.3 理想气体状态方程

将气体的温度和压强与室温和大气压比较,当温度较高、压强较低时,各种气体的状态方程可用同一个方程表示,即

$$pV = \frac{M}{\mu} RT \quad (8.1.1)$$

式中, μ 为气体的摩尔质量; M 为气体的总质量; $R=8.31 \text{ J}/(\text{K} \cdot \text{mol})$ 为摩尔气体常量。能够严格满足上式的气体为理想气体。上式为理想气体的状态方程。

设 m 为气体分子的质量, N 为气体分子数, N_A 为阿伏伽德罗常数, 气体的总质量 $M=mN$, 气体的摩尔质量为 $\mu=mN_A$, 理想气体的状态方程可写为

$$pV = \frac{N}{N_A} RT \quad \text{则} \quad p = \frac{N}{V} \frac{R}{N_A} T$$

令 $k = \frac{R}{N_A} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$, 则称 k 为玻耳兹曼常量; 令 $n = \frac{N}{V}$ 为分子数密度, 于是有

$$p = nkT \quad (8.1.2)$$

这是理想气体状态方程的另一种常用形式。

例 8-1 若理想气体的体积为 V , 压强为 p , 温度为 T , 一个分子的质量为 m , k 为玻耳兹曼常量, R 为摩尔气体常量, 求该理想气体的分子数。

解 理想气体的分子数为

$$N = nV = \frac{pV}{kT}$$

8.2 理想气体的压强和温度

8.2.1 物质的微观结构模型

(1) 宏观物体是由大量微粒——分子(或原子)组成的, 微粒间存在一定的间距。

(2) 物质内的分子在不停地运动着, 这种运动是无规则的, 其剧烈程度与物体的温度有关。

(3) 分子间有相互作用力。

8.2.2 理想气体的分子模型和统计假设

1. 理想气体的分子模型

(1) 分子本身的大小与分子间的平均距离相比要小得多。因此, 分子的线度

可忽略不计,视分子为质点,它们的运动遵从牛顿定律。

(2)分子间的平均距离很大,除碰撞外,分子间的相互作用力可忽略不计,忽略重力对分子的影响,则分子在两次碰撞之间做匀速直线运动。

(3)分子间的碰撞、分子与器壁的碰撞是完全弹性的,所以分子运动遵从动量守恒和动能守恒定律。

2. 平衡态下的统计假设

(1)容器内各处的气体分子数密度均相同。

(2)分子沿任一方向的运动不比其他方向的运动占优势。由此可知,分子的速度在各方向分量的各种平均值是相等的,例如, $\bar{v}_x = \bar{v}_y = \bar{v}_z$, $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$ 。

注意: $v_x \neq v_y \neq v_z$, $v_x^2 \neq v_y^2 \neq v_z^2$ 。

8.2.3 理想气体的压强公式

容器中气体在宏观上施于器壁的压强,是大量气体分子对容器器壁不断碰撞的结果。对某一分子来说,它对器壁的碰撞是断续的,每次给器壁多大的冲量以及碰在什么地方都是偶然的。对大量分子整体来说,每一时刻都有许多分子与器壁相碰,所以在宏观上就表现出一个恒定的、持续的压力。

我们以容器中的理想气体为例,来推导压强公式。如图 8-2 所示,设容器为长方体,边长分别为 l_1 、 l_2 和 l_3 ,容器中气体的分子总数为 N ,每个分子的质量为 m ,建立简单坐标系 $Oxyz$,与 x 轴垂直的两个表面分别为 A 和 B ,先考虑第 i 个分子与面 A 的碰撞,设碰前的动量大小为 mv_i ,沿 x 轴正向;碰后的动量大小也为 mv_i ,沿 x 轴负向。由于碰撞是完全弹性的,分子的动能不会发生变化,仅动量的 x 分量发生了变化,由 mv_{ix} 变为 $-mv_{ix}$,则分子受到的冲量大小为

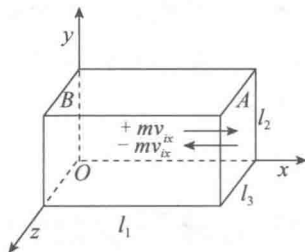


图 8-2 理想气体压强

$$I_i = -mv_{ix} - mv_{ix} \quad (8.2.1)$$

分子给予 A 面的冲量大小为 $2mv_{ix}$,沿 x 轴正向。从统计效果看,可以不考

虑气体分子相互碰撞的因素,认为第 i 个分子以 v_{ix} 的分速率向 B 面运动,又以同样的分速率由 B 面返回 A 面并再次与之发生碰撞。分子往返一次所用的时间为

$$\Delta t_i = 2l_1 / v_{ix} \quad (8.2.2)$$

单位时间内第 i 个分子与 A 面碰撞的次数为

$$\frac{1}{\Delta t_i} = \frac{v_{ix}}{2l_1} \quad (8.2.3)$$

单位时间内给 A 面的冲量大小为

$$\frac{I_i}{\Delta t_1} = \frac{2mv_{ix}}{\Delta t_1} = \frac{mv_{ix}^2}{l_1} \quad (8.2.4)$$

此冲量即单位时间内第 i 个分子对 A 面的平均作用力,则

$$F_i = \frac{mv_{ix}^2}{l_1} \quad (8.2.5)$$

容器中的所有分子对器壁 A 的作用力为

$$F = \sum_{i=1}^N F_i = \frac{m}{l_1} (v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + \cdots + v_{Nx}^2) \quad (8.2.6)$$

气体作用在器壁 A 面上的压强为

$$p = \frac{F}{S_A} = \frac{m}{l_1 l_2 l_3} (v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + \cdots + v_{Nx}^2) = \frac{mN}{V} \frac{\sum_{i=1}^N v_{ix}^2}{N} = mn \overline{v_{ix}^2} \quad (8.2.7)$$

由于气体分子的热运动在各个方向上都是相同的,因此这个压强就是平衡态下理想气体作用在各个方向的器壁上的压强。由于 $\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}$, 根据统计假设可知

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

于是

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

$$p = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m \overline{v^2} \right) = \frac{2}{3} n \bar{\epsilon}_{k\text{平}} \quad (8.2.8)$$

此式即为理想气体的压强公式,其中 $\bar{\epsilon}_{k\text{平}} = \frac{1}{2} m \overline{v^2}$ 为理想气体分子的平均平动动能。

8.2.4 气体分子的平均平动动能与温度的关系

由理想气体状态方程 $p=nkT$ 和理想气体压强公式 $p=\frac{2}{3}n\bar{\epsilon}_{k\text{平}}$, 消去 p , 有

$$\bar{\epsilon}_{k\text{平}} = \frac{1}{2}m\overline{v^2} = \frac{3}{2}kT \quad (8.2.9)$$

这是理想气体平均平动动能与温度的关系式。可见, 气体分子的平均平动动能只与温度有关, 即与热力学温度成正比。

说明:

(1) 温度是气体分子平均平动动能的量度。

(2) $\bar{\epsilon}_{k\text{平}}$ 与气体的性质无关, 在相同的热力学温度下, 一切气体分子的平均平动动能都是一样的。

(3) 温度是大量分子热运动的集体表现, $\bar{\epsilon}_{k\text{平}}$ 是大量分子的平均平动动能的平均值, 具有统计意义, 对个别分子来说, 它是没有意义的。

(4) 从此公式可以看出, $T=0$ 时, $\frac{1}{2}m\overline{v^2}=0$, 即在绝对零度时理想气体分子的热运动将停止。理论证明, 这一状态是达不到的, 因为物质的内在运动是永不停止的。

由 $\frac{1}{2}m\overline{v^2} = \frac{3}{2}kT$, 得

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (8.2.10)$$

式中, $\sqrt{\overline{v^2}}$ 为大量气体分子速率平方的平均值的平方根, 称为气体分子的方均根速率。已知 T 和 M , 能求出 $\sqrt{\overline{v^2}}$, 而不能算出分子的速率 v , 但算出 $\sqrt{\overline{v^2}}$ 后, 就使我们对气体分子的运动情况有了一些统计的了解, 例如 $\sqrt{\overline{v^2}}$ 越大, 可推知气体中速率大的分子越多。

例 8-2 容器内有质量 $m=2.66 \text{ kg}$ 的氧气, 已知其气体分子的平均平动动能总和是 $E_k=4.14 \times 10^5 \text{ J}$, 求: (1) 气体分子的平均平动动能; (2) 气体温度。

解 (1) 由于 $\frac{m}{M} = \frac{N}{N_A}$, 所以 $N = \frac{mN_A}{M}$

$$\text{气体分子的平均平动动能} \bar{\epsilon}_{k\cdot} = \frac{E_k}{N} = \frac{M E_k}{m N_A} = \frac{32 \times 4.14 \times 10^5}{2.66 \times 10^3 \times 6.02 \times 10^{23}} = 8.27 \times 10^{-21} (\text{J})$$

$$(2) \text{ 气体温度为 } T = \frac{2}{3k} \bar{\epsilon}_{k\cdot} = \frac{2}{3 \times 1.38 \times 10^{-23}} \times 8.27 \times 10^{-21} \approx 400 (\text{K})$$

8.3 自由度 能量均分定理

分子有复杂的结构,有的气体分子为单原子分子(如 He、Ne),有的为双原子分子(如 H_2 、 N_2 、 O_2),有的为多原子分子(如 C_2H_6 、 CO_2)。因此气体分子的运动形式有平动、转动和振动。每一种运动形式对应相应的能量,为了用统计的方法计算出气体分子的平均能量,需要引入自由度的概念,从而得出能量均分定理,计算出理想气体的内能。本节介绍的内容是理想气体的自由度、能量均分定理和理想气体的内能。

8.3.1 自由度

自由度是指为确定一个物体的空间位置所需的独立坐标数,常用 f 表示。自由度分为平动自由度 t 、转动自由度 r 和振动自由度 s 三类。

$$f = t + r + s \quad (8.3.1)$$

单原子分子可视为质点,确定其空间位置需三个独立坐标,故单原子分子的自由度为 3,称为平动自由度,如 He、Ne 等。

对于刚性双原子分子,确定其空间位置需分步进行,首先,确定质心的位置,需三个独立坐标;然后,确定两原子连线的方位,可用其与三个坐标轴的夹角(α, β, γ)来确定,方位角需两个坐标确定其方位,实际上确定了分子的转动状态,称为转动自由度,即转动自由度为 2,刚性双原子分子的自由度为 5,所以 $f = t + r = 3 + 2 = 5$ 。

刚性自由多原子分子,确定其空间位置也需要分步进行。首先,确定质心的位置需要三个独立坐标;其次,确定两原子连线的方位需要两个独立坐标;最后,确定绕两原子连线的转动的角坐标,需要一个独立坐标。因此刚性自由多原子分子的自由度为 6(图 8-3)。

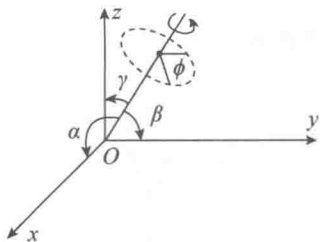


图 8-3 刚性自由多原子分子的自由度

8.3.2 能量均分定理

每类分子都有三个平动自由度,在直角坐标系下,分子的平均平动动能为

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{1}{2} m \overline{v_x^2} + \frac{1}{2} m \overline{v_y^2} + \frac{1}{2} m \overline{v_z^2} = \bar{\epsilon}_{k\text{平}} \quad (8.3.2)$$

由于三个方向上的动能相等,再由温度公式可得

$$\frac{1}{2} m \overline{v_x^2} = \frac{1}{2} m \overline{v_y^2} = \frac{1}{2} m \overline{v_z^2} = \frac{1}{3} \bar{\epsilon}_{k\text{平}} = \frac{1}{2} kT \quad (8.3.3)$$

表明分子在每一个自由度上具有相等的平均平动动能,其大小等于 $\frac{1}{2} kT$ 。

气体处于平衡态时,分子任何一个自由度的平均能量都相等,均为 $\frac{1}{2} kT$,这就是能量按自由度均分定理,简称能量均分定理。

一个分子的能量包括各种运动方式的动能和原子间因振动而具有的振动势能。可近似认为分子间的微振动为谐振动。以平衡位置为势能零点时,一个周期内的平均动能和平均势能是相等的,对于每一个振动自由度,分子具有 $\frac{1}{2} kT$ 的平均动能和 $\frac{1}{2} kT$ 的平均势能。在平衡态时,一个气体分子的热运动的平均能量为

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} (t + r + 2s) kT \quad (8.3.4)$$

令 $i = t + r + 2s$, 称 i 为分子的能量自由度。

8.3.3 理想气体的内能

内能为热力学系统的全部微观粒子具有的能量的总和,包括微观粒子热运动的动能及微观粒子之间的相互作用势能。对于理想气体,除碰撞的瞬间外,分子之间没有相互作用,所以理想气体的内能即为所有理想气体分子热运动能量的总和。

$$E = N\bar{\epsilon} = \frac{M}{\mu} N_A \frac{1}{2} (t+r+2s) kT = \frac{M}{\mu} \frac{1}{2} iRT \quad (8.3.5)$$

1 mol 理想气体的内能为

$$E_0 = \frac{i}{2} RT \quad \text{其中} \quad i = t + r + 2s \quad (8.3.6)$$

内能与能量自由度和温度有关,与气体的压强、体积无关。在理想气体的结构确定的情况下,内能仅是温度的函数。

例 8-3 已知容器中装有 $T=273 \text{ K}$ 、 $p=1.013 \times 10^3 \text{ Pa}$ 的理想气体,其密度 $\rho=1.25 \times 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$,此气体不可燃。求:(1)该气体的摩尔质量,并确定是何种气体;(2)分子的平均平动动能和平均转动动能;(3)单位体积内分子的总动能。

解 (1) $pV = \frac{m}{M} RT$, 有 $p = \frac{m}{VM} RT = \rho \frac{RT}{M}$, 则

$$M = \frac{\rho RT}{p} = \frac{1.25 \times 10^{-2} \times 8.31 \times 273}{1.013 \times 10^3} = 0.028 (\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1})$$

可知此气体为 N_2 (不是 CO)。

$$(2) \bar{\epsilon}_{k\text{平}} = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 273 = 5.65 \times 10^{-21} (\text{J}) \quad (3 \text{ 个自由度})$$

$$\bar{\epsilon}_{k\text{转}} = \frac{2}{2} kT = \frac{2}{2} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 273 = 3.77 \times 10^{-21} (\text{J}) \quad (2 \text{ 个自由度})$$

$$(3) E_k = n \cdot \frac{5}{2} kT, p = nkT, \text{ 得}$$

$$E_k = \frac{p}{kT} \cdot \frac{5}{2} kT = \frac{5}{2} p = \frac{5}{2} \times 1.013 \times 10^3 = 2.53 \times 10^3 \text{ J}$$

例 8-4 一容积为 10 cm^3 的电子管,当温度为 300 K 时,用真空泵把管内空气抽成压强为 $5 \times 10^{-6} \text{ mmHg}$ 的高真空,问:(1)此时管内有多少个空气分子?(2)这些空气分子的平均平动动能的总和是多少?(3)平均转动动能的总和是多少?(4)平均动能的总和是多少?($760 \text{ mmHg} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$,空气分子可认为

刚性双原子分子)

解 设管内总分子数为 N 。

由 $p = nkT = \frac{NkT}{V}$, 知

$$(1) N = \frac{pV}{kT} = \frac{(5 \times 10^{-6}/760) \times 1.013 \times 10^5 \times 10 \times 10^{-6}}{1.38 \times 10^{-23} \times 300} = 1.61 \times 10^{12} (\text{个}).$$

(2) 分子的平均平动动能的总和为

$$\bar{E}_{k\text{平}} = \frac{3}{2} NkT = \frac{3}{2} \times 1.61 \times 10^{12} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 300 = 10^{-8} (\text{J})$$

(3) 分子的平均转动动能的总和为

$$\bar{E}_{k\text{转}} = \left(\frac{2}{2}\right) NkT = \frac{2}{2} \times 1.61 \times 10^{12} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 300 = 0.667 \times 10^{-8} (\text{J})$$

(4) 分子的平均动能的总和为

$$E_k = \frac{5}{2} NkT = \frac{5}{2} \times 1.61 \times 10^{12} \times 1.38 \times 10^{-23} \times 300 = 1.67 \times 10^{-8} (\text{J})$$

8.4 麦克斯韦速率分布

气体分子处于无规则的热运动中,由于碰撞,每个分子的速度都在不断地改变,在某一时刻,对某个分子而言,其速度的大小和方向完全是偶然的。然而对整体而言,在一定条件下,分子的速率分布遵守一定的统计规律——气体速率分布规律。一般而言,气体的微观状态数是非常大的。为了便于分析和处理,引入了熵的概念。本节课主要讲授麦克斯韦速率分布函数和玻耳兹曼熵。

8.4.1 速率分布函数

1. 速率分布函数(图 8-4) 的定义

对于系统中的每个分子而言,分子速率的取值都具有偶然性,在不同时刻,分子速率可取零到无穷之间的任意值。为了确定与分子速率相关的各种宏观量的统计平均值,首先要确定不同的速率间隔中的分子的数目,找出分子按速率分布的规律。可将 $0 \sim \infty$ 的速率区间划分成许多等间隔的小区间,区间的宽度为 dv 。我们来研究速率出现在 $v \sim (v + dv)$ 内的分子有多少个。

设分子总数为 N , 速率出现在 $v \sim (v+dv)$ 内的分子数为 dN , 则 dN/N 为速率出现在 $v \sim (v+dv)$ 内的分子数占气体分子总数的百分比。当 N 很大时, 这个百分比可以代表一个分子的速率在 v 区间取值的概率。这个百分比是和速率 v 以及速率区间的宽度 dv 有关的。令 $\frac{dN}{N} = f(v)dv$, 则

$$f(v) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dv} \quad (8.4.1)$$

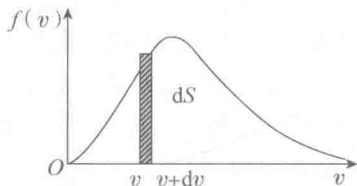


图 8-4 速率分布函数

2. 速率分布函数 $f(v)$ 的物理意义

(1) 由于 dN/N 为速率出现在 $v \sim (v+dv)$ 内的分子数占气体分子总数的百分比, 因此 $f(v)$ 表示分子的速率出现在 v 值附近单位速率区间内的分子数占气体分子总数的百分比。 $f(v)$ 越大, 表示具有这种速率的分子数的百分比越高, $f(v)$ 是描述分子按速率分布的函数。

(2) $f(v)$ 还表示单个分子在 v 附近单位速率区间内取值的概率, 称为 v 的概率密度函数。

3. 物理量的平均值

速率分布函数满足归一化的条件为

$$\int_0^{\infty} f(v) dv = 1$$

由于 $dN = Nf(v)dv$, 速率出现在 $v_1 \sim v_2$ 内的分子数为

$$\Delta N = \int_{v_1}^{v_2} dN = \int_{v_1}^{v_2} Nf(v) dv \quad (8.4.2)$$

对于任意一个以 v 为变量的物理量 $G = G(v)$, 此物理量的统计平均值为

$$\bar{G} = \frac{\int G(v) dN}{N} = \int_0^{\infty} G(v) f(v) dv \quad (8.4.3)$$

8.4.2 麦克斯韦速率分布

在平衡态下, 当气体分子间的相互作用可以忽略时, 分布在任一速率区间