

这里提出“内部物质”就是要把所有外力场都除外,同时又可指体系内肉眼(和一般仪器)看不见的微观部分(微观粒子)。微观运动即一般宏观仪器不能察觉的运动,物质整体的运动能量(力学能)和在外力场中的位能都除外,如电偶极子在外电场的位能不算在内。

在有电磁能或力学能时,(3)式左边可另加一项。这一项所引起的问题、以及自由能和自由焓等应如何规定已超出本文范围,这里不再详述。

四、结 论

喀喇氏热力学的逻辑结构是富有成果的,但其限制也很大,越来越不能适应科学发展的需要。我们认为保证实践中不出毛病才是最高的准确性和严密性,只求形式逻辑的所谓准确性和严密性显然是很不够的,而且不是唯一的,应该使物理本质和逻辑结构辩证地统一起来,相辅相成,而且应使后者去适应前者,而不

是前者去迁就后者。

参 考 文 献

- [1] Planck-Ogg, *Treatise on Thermodynamics*, 3rd ed., Long-man, Green & Co., 1927, §§4—5.
- [2] Roberts, *Heat and Thermodynamics*, Blackie & Sons, (1933), 1
- [3] Zemansky, *Heat and Thermodynamics*, 4th ed., McGraw-Hill & Co., (1957), §1, 6.
- [4] Caratheodory, *Math. Ann.*, 67(1909), 355.
- [5] Giles, *Mathematical Foundations of Thermodynamics*, Pergamon Press, (1964).
- [6] Obert, *Concepts of Thermodynamics*, McGraw-Hill & Co., (1960), 15.
- [7] Obert, *ibid.*, 34.
- [8] 王竹溪, 热力学, 人民教育出版社, (1957), 56—7; 427—31.
- [9] Preston, *Theory of Heat*, 4th ed., Macmillan & Co., (1929), 28—9.

真空技术中偏离麦氏分布问题的理论探讨

高 本 辉

(兰州物理研究所)

随着真空技术的发展(极高真空、真空校准、吸附型真空泵、复杂结构的真空设备等等),提出了一系列偏离麦克斯韦分布的理论问题。那么,真空技术中的非麦氏分布问题究竟有哪些?可不可以求解?解答的原则如何?引起许多人的关注。现在提出拙见,抛砖引玉。

我们已知,气体分子运动论是以麦克斯韦分布律为基础对大量分子进行统计。所以,稀薄气体或超稀薄气体的非麦氏分布问题可以概括为两类:

(1) 麦氏分布律本身的偏离: 温度、密度不均匀和定向效应对随机过程的破坏。

(2) 统计的偏差: 分子数不够大量和统计起伏。对真空技术中现实存在的问题做四方面讨论。

一、极高真空的涨落(分子数少)

1974年我们曾经提出过极高真空可能出现密度或压强的涨落^[1]。那么,定量的数值究竟如何?试推算如下:

考虑 N 个分子的理想气体,它处于体积为 V 的容器中。设 n 为任一时刻处于 V_1 体积元中的分子数,则这个数目将在平均值 \bar{n} 附近涨落。

若忽略分子间的相互作用力,并略去重力的影响,则关于 n 个指定分子在体积元 V_1 中而其它 $N-n$ 个分子在 V_1 以外的几何因素的几率有

$$P_1 = \left(\frac{V_1}{V}\right)^n \left(1 - \frac{V_1}{V}\right)^{N-n}$$

至于将 N 个分子分成 n 与 $N-n$ 两个群的可能性

$$P_2 = \frac{N!}{n!(N-n)!}$$

于是总几率是

$$P_n = P_1 P_2 = \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{V_1}{V}\right)^n \left(1 - \frac{V_1}{V}\right)^{N-n} \quad (1)$$

根据牛顿二项式定理,还有

$$\sum_{n=0}^N P_n = 1 \quad (2)$$

因此,可求出密度平均值,

$$\begin{aligned} \bar{n} &= \sum_{n=0}^N n P_n \\ &= \sum_{n=1}^N \frac{N!}{(n-1)!(N-n)!} \left(\frac{V_1}{V}\right)^n \left(1 - \frac{V_1}{V}\right)^{N-n} \end{aligned}$$

$$= N \left(\frac{V_1}{V}\right) \sum_{n'=0}^N \frac{N!}{n'!(N-n')!} \left(\frac{V_1}{V}\right)^{n'} \left(1 - \frac{V_1}{V}\right)^{N-n'}$$

$$= N \left(\frac{V_1}{V}\right), \quad (3)$$

式中 $n' = n - 1$, $N' = N - 1$.

类似上式的计算,能求得

$$\overline{n^2} = \sum_{n=0}^N n^2 P$$

$$= \sum_{n=0}^N [n(n-1) + n] \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{V_1}{V}\right)^n \cdot \left(1 - \frac{V_1}{V}\right)^{N-n}$$

$$= \sum_{n=2}^N \frac{N!}{(n-2)!(N-n)!} \left(\frac{V_1}{V}\right)^n \left(1 - \frac{V_1}{V}\right)^{N-n}$$

$$+ \sum_{n=1}^N \frac{N!}{(n-1)!(N-n)!} \left(\frac{V_1}{V}\right)^n \left(1 - \frac{V_1}{V}\right)^{N-n}$$

$$= N(N-1) \left(\frac{V_1}{V}\right)^2 + N \left(\frac{V_1}{V}\right)$$

$$= N^2 \left(\frac{V_1}{V}\right)^2 + N \left(\frac{V_1}{V}\right) \left(1 - \frac{V_1}{V}\right) \quad (4)$$

而均方涨落为

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{(n - \bar{n})^2} = \overline{n^2} - 2\bar{n}\bar{n} + \bar{n}^2 = \overline{n^2} - \bar{n}^2.$$

由(3),(4),并考虑 $\frac{V_1}{V} \ll 1$.

$$\overline{\Delta n^2} = N \left(\frac{V_1}{V}\right) \left(1 - \frac{V_1}{V}\right) \approx \bar{n}. \quad (5)$$

定义相对涨落 $\delta = \frac{\overline{\Delta n}}{\bar{n}}$ 其均方根值 如用 δ' 表示,则由(5)式

$$\delta = \left[\overline{(\Delta n)^2}\right]^{1/2} / \bar{n} = (\bar{n})^{-1/2}. \quad (6)$$

(6)式即为密度涨落的定量表达式. 可见 δ' 随 \bar{n} 值的减小而增加. 当在 1×10^{-4} 托的极高真空下, $\bar{n} \approx 330$. 所以 $\delta = 5.5\%$, 涨落已不可忽视.

二、布朗波动(统计起伏)

近年来,真空技术中有关布朗运动有三个值得注意的例子:

1. 叶片真空规或真空微量天平的布朗波动测不准

叶片真空规是一个扭丝悬挂系统. 若细丝的扭转常数为 τ , 扭转角 $\Delta\theta$ 产生的弹性势能为

$$\frac{1}{2} \tau \Delta\theta^2.$$

对于一个转动自由度,有

物理

$$\frac{1}{2} \tau \Delta\theta^2 = \frac{1}{2} kT. \quad (7)$$

当气体分子热运动碰撞这个轻巧的悬挂系统时会产生布朗波动. 其零点偏转的均方偏差由(7)式为

$$\overline{\Delta\theta^2} = kT/\tau, \quad (8)$$

式中 k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度. 设一架由直径 1 微米钨丝悬吊的叶片规,在常温下由(8)式求得热扰动的下限为 2×10^{-7} 度,相当于 1×10^{-11} 托压强^[1].

至于真空微量天平,可由测偏转角或偏转距离来观测质量或力的变化. 以偏转角测法为例,类似(8)式有

$$\frac{1}{2} \tau \overline{\Delta\theta^2} = \frac{1}{2} kT. \quad (9)$$

式中 $\overline{\Delta\theta^2}$ 为偏转角的均方偏差, τ_1 为比例系数.

由于布朗运动,如果我们用天平称量的第一次零点读数的偏差为 $\Delta\theta_1$, 经过一定时间后第二次零点读数的偏差为 $\Delta\theta_2$ 那么考虑到两次读数之间的独立无关,则

$$\overline{(\Delta\theta_2 - \Delta\theta_1)^2} = 2\overline{\Delta\theta^2}. \quad (10)$$

天平所测的量为力矩

$$F = (\theta_2 - \theta_1)\tau_1. \quad (11)$$

测量偏差

$$\Delta f = (\Delta\theta_2 - \Delta\theta_1)\tau_1.$$

用(9),(10),(11)式就能得到均方偏差

$$\overline{\Delta F^2} = 2kT\tau_1 = 2kTgl/s, \quad (12)$$

式中 s 为天平灵敏度, l 为天平臂长, g 为重力加速度. 由(12)式,质量的均方偏差可写成^[1]

$$\sqrt{\overline{\Delta M^2}} = (2kT/sgl)^{1/2}. \quad (13)$$

设一架扭丝型真空微量天平, $l = 8$ 厘米, $s = 1.09 \times 10^3$ 度/克,在室温下分子热扰动的 $\sqrt{\overline{\Delta M^2}} = 9.8 \times 10^{-11}$ 克^[1].

2. 悬浮微粒的布朗运动观

设在真空氛围中引入一直径大于气体分子的微粒,并能使它自由悬浮,则 1970 年有人曾从理论上设想^[4],微粒热运动平均速度

$$\bar{u} = \sqrt{8kT/\pi M}, \quad (14)$$

式中 M 为微粒质量. 再设此粒子半径为 r , 按余弦定律,周围气体分子对其碰撞数是

$$N = n\bar{v}\pi r^2 = \sqrt{8\pi/mkT}pr^2, \quad (15)$$

式中 p 为压强, m 为单个气体分子质量, \bar{v} 为气体分子平均速度.

若微粒 $r = 1$ 微米,密度 3 克/厘米³,周围气体为 300K 之氮气,则(14),(15)式数值分别是

$$\bar{u} = 9 \times 10^{-4} \text{ 米/秒}, \quad (16a)$$

$$N = 4.8 \times 10^{13} \text{ 次/秒}. \quad (16b)$$

由(16)式可知,在 9×10^{-4} 米的行程中,微粒不断变换

方向的次数 N 将与周围气体压强 p 成正比。用这个原理能构成可测极高真空度的真空规。

3. 用布朗运动谱对气体压强作绝对测量

本来细丝悬镜系统偏转运动的布朗波动的均方偏差与气体压强无关。但是, 1974 年有人巧妙地指出, 当气体分子平均自由程大于镜子尺寸时, 周围气体分子碰撞作用在石英丝悬镜系统上的阻尼力矩却与压强成正比, 可作压强的绝对测量^[17]。

悬镜的运动方程

$$I\ddot{\theta} + 2r\dot{\theta} + r\theta = \delta L(t), \quad (17a)$$

$$\ddot{\theta} + 2\xi\omega_0\dot{\theta} + \omega_0^2\theta = x(t), \quad (17b)$$

式中 I 为转动惯量, θ 为偏转角, $\dot{\theta}$ 为偏转运动角速度, $\ddot{\theta}$ 为角加速度, r 为石英丝扭转常数, r 为比例系数, $\delta L(t)$ 为镜子作布朗运动的无规角动量变化, $x(t) = \delta L(t)/I$, $\omega_0 = \sqrt{r/I}$ ——悬镜系统的固有角频率, $\xi = r/\omega_0 I$ ——称为阻尼比。

按照余弦定律和麦氏分布, 所有气体分子施于镜子上的平均角动量

$$\Gamma = -8p\alpha^{1/2} \frac{IS}{M} \theta. \quad (18)$$

式中 p 为气体压强, $\alpha = m/\sqrt{2\pi kT}$, M 为镜子质量, S 为镜子表面积。考虑到 $\Gamma = -2r\dot{\theta}$, 由(18)式得

$$r = 4p\alpha^{1/2} \frac{IS}{M}.$$

与(17)式相比

$$\xi = \frac{4\alpha^{1/2}S}{M\omega_0} p, \quad (19)$$

式中 S, M 可实测。此外, 因 I, r 可测, m, k, T 可知, 所以 α, ω_0 也能算出。因而(19)式的比例系数可知。这样一来, 测压强 p 的问题就变成测阻尼比 ξ 这个物理量了。

ξ 可由测悬镜系统布朗运动谱 $\omega_\theta(\omega_0)$ 与 ω_0 的关系, 通过计算机用最小二乘法计算^[17], 这里不赘述。

三、壁面的定向效应

余弦漫反射定律给出: 由表面与法线成 θ 角飞出的分子数与 θ 角的余弦成正比, 即

$$dN_\theta = \frac{n\bar{v}}{4\pi} \cos\theta d\omega dS, \quad (20)$$

式中 n 为空间气体分子密度, \bar{v} 为分子平均速度, $d\omega$ 为立体角, dS 为元面积。因为余弦定律是由麦氏分布推得的, 所以如果分子热运动是随机的, 那么在气体空间任何假想面上飞出、飞进的分子数当然都服从余弦定律。

如果是实际器壁, 那就要考虑器壁对分子的反射机构。反射有镜反射和漫反射两种可能。传统的概念

认为, 由于表面不可能“分子光滑”, 因而全部视为漫反射。

在光线反射的情况下我们知道, 对光线“粗糙”的表面必须是

$$l \cos\theta < \lambda, \quad (21)$$

式中 l 为表面凹凸不平的平均高度, θ 为光的人射方向与表面法线交角, λ 为光波长。根据量子力学, 运动着的分子的德布罗意波长为

$$\lambda = h/mv, \quad (22)$$

式中 h 为普朗克常数, v 为分子速度, m 为分子质量。以氢分子为例: $\bar{v} = 1760$ 米/秒, $m = 3.32 \times 10^{-17}$ 克, 可得 $\lambda_H = 1.13 \times 10^{-8}$ 厘米。精细研磨的光滑表面 $l = 0.1$ 微米, 由(21)式, 当氢分子入射角 $> 89^\circ 56'$ 时可发生镜反射。

发生镜反射的可能性早已有人注意到^[18]。六十年代霍布森 (Hobson) 等人对热流逸现象的研究中发现, 玻璃壁面堪称“分子光滑”^[18], 因而以余弦定律的结论所得到的热迁移比, 有 10~30% 的偏离, 即

$$p_1/p_2 = \alpha\sqrt{T_1/T_2}, \quad (23)$$

式中 α 约为 1.1~1.3。

四、空间的定向效应

这方面涉及的问题比较多。如: 抽速, 真空校准, 定向气流, 宇宙空间压强探测等。问题的实质都应归结为考察空间气体分子运动随机过程是否仍然满足。我们选择几个典型事例予以推导计算。

1. 动态压强

当定向气流速度 V 远大于分子热运动平均速度 \bar{v} 时麦氏分布失效, 这时速度 V 的气流施于元面积 dS 上的动量

$$dM = p dS dt, \quad (24)$$

式中 p 为压强, dt 为单位时间。另一方面在 dt 时间内可以打在 dS 上的分子数是

$$nV dS dt,$$

而每个质量为 m 的分子打在 dS 上给出的动量是 mV 。所以也可得出施于 dS 的总动量

$$dM = nmV^2 dS dt, \quad (25)$$

比较(24), (25)可得压强表示式

$$p = nmV^2. \quad (26)$$

例如, 月亮表面气体分子随机热运动的压强按 $p = \frac{1}{3} nm\bar{v}^2$ 给出为 2×10^{-13} 托; 而月面太阳风的定向流速 ~ 300 公里/秒, 所形成的动态压强为 8×10^{-17} 托^[19]。

2. 叠加有定向速度的压强

在测量真空泵抽速时, 气源和真空规处于开口方向, 用火箭或星载真空规作空间压强探测均有这类情况. 此时气体分子定向速度与分子热运动速度可以比拟, 麦氏分布失效.

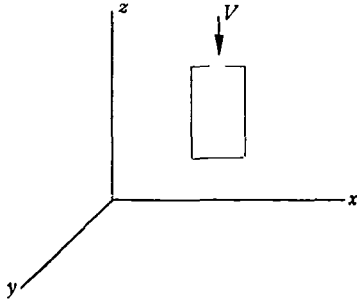


图 1

为简单起见, 选真空规开口为薄壁孔, 设定向速度与规孔面法线平行. 选直角坐标系并使 V 沿 z 方向 (图 1). 由于定向速度 V 叠加在热运动速度 z 分量之上, 因此对 z 方向的分子速度作如下修正:

$$v_z = V + v_{z,n}$$

单位时间单位面积入射规孔的分子数 N 应按麦氏分布对 v_x, v_y, v_z 求积分,

$$N = nA \int_{-\infty}^{+\infty} A e^{-(v_x/\sigma_m)^2} dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} A e^{-(v_y/\sigma_m)^2} dv_y \times \int_0^{\infty} (V + v_{z,n}) e^{-(v_z/\sigma_m)^2} dv_z,$$

式中 $A = 1/\nu_m \sqrt{\pi}$, ν_m 为最可几速度.

$$\begin{aligned} N &= \frac{n}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} (V + v_{z,n}) e^{-(v_z/\sigma_m)^2} d\left(\frac{v_z}{\nu_m}\right) \\ &= \frac{n\nu_m}{\sqrt{\pi}} \left\{ \frac{V}{\nu_m} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{V}{\nu_m}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \exp\left[-\left(\frac{V}{\nu_m}\right)^2\right] \right\} \\ &= \frac{1}{4} n\bar{v} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{V}{\nu_m}\right)^2\right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{V}{\nu_m} \sqrt{\pi} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{V}{\nu_m}\right) \right] \right\}. \quad (27) \end{aligned}$$

因此, 由于定向速度造成的规管压强

$$p = p_0 \left\{ \exp\left[-\left(\frac{V}{\nu_m}\right)^2\right] + \frac{V}{\nu_m} \sqrt{\pi} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{V}{\nu_m}\right) \right] \right\}. \quad (27a)$$

式中 p 为规管压强, p_0 为环境压强. 例如, 用火箭探测空间气体压强时火箭速度约 1~2 公里/秒, 而分子热运动速度 ~ 0.5 公里/秒. 若火箭上装载的真空规开口相对于飞行方向的夹角不断变化, 则规孔与气流

相对速度也不断变化, 需将测得压强换算修正, 以求出真实的环境压强 p_0 . 这时 (27a) 式的推导结果与资料[9]一致.

3. 深冷泵和吸气剂泵的抽速

当粘附几率为 f 时, 单位面积的体积抽速一般以满足随机过程的余弦定律为基础, 即

$$S = \frac{1}{4} \bar{v} f. \quad (28)$$

实际上仔细加以考察, 问题并不如此简单, 由于定向效应, 常使 (28) 式不能成立^[10].

设一个密度和温度均匀的真空空间. 令 D 为容器的线性尺寸, $\bar{\lambda}$ 为分子平均自由程, d 为吸气面积的线性尺寸.

当 $D \gg \bar{\lambda} > d$ 时, 对空间来说以分子之间的碰撞为主, 分子运动满足随机条件; 对吸气面积来说满足分子泻流条件. 这时 (28) 式可以成立.

当 $\lambda > D, \lambda > d$ 时, 分子与器壁之间的碰撞为主. 为了满足随机条件一般只有当 $D \gg d$ 时, (28) 式才能成立. 然而往往实际情况是 $D \sim d$, 这时容器和吸气面的几何形状, 吸气面的粘附几率 f 就会影响随机条件 [当几何形状能形成随机条件以及 $f \ll 1$ 时, (28) 式也可成立]. 求解这类问题, 作为一级近似, 可以依据如下假定:

- (1) 分子热运动的空间过程服从麦氏分布;
- (2) 分子的器壁发射或未被粘附的反射部分服从余弦定律;
- (3) 分子与器壁的能量适应系数为 1, 即分子碰撞器壁后全部取得器壁的温度.

其中最简单的例子是穆尔 (Moore) 推导的无限大平行板容器的情况^[11]. 为使问题的实质看得更清楚, 将其推导方法改变如下 (图 2).

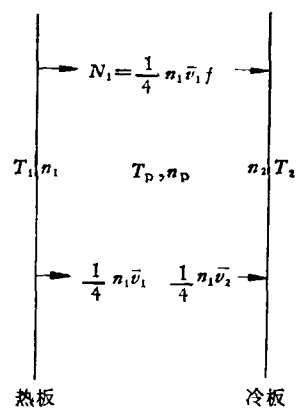


图 2

设 作为气源的热板温度 T_1 , 其附近分子密度

n_1 , 吸气冷凝板分别是 T_2, n_2 . 两板之间的空间温度和密度 T_p, n_p .

热板单位时间、单位面积射入分子数 $\frac{1}{4} n_1 \bar{v}_1$, 射出分子数 $\frac{1}{4} n_1 \bar{v}_1$, 净射出数

$$N_1 = \frac{1}{4} n_1 \bar{v}_1 - \frac{1}{4} n_2 \bar{v}_2. \quad (29)$$

设冷板粘附几率为 f , 在平衡时, 热板净射出数必为冷板所俘获, 即

$$N_1 = \frac{1}{4} n_1 \bar{v}_1 f. \quad (30)$$

解(29),(30)式可得

$$n_1 = 4N_1 / \bar{v}_1 f, \quad (31a)$$

$$n_2 = 4N_1(1-f) / \bar{v}_2 f. \quad (31b)$$

又, 两板之间分子密度

$$n_p = \frac{1}{2} n_1 \sqrt{T_1/T_p} + \frac{1}{2} n_2 \sqrt{T_2/T_p}. \quad (32)$$

所以冷板单位面积的体积抽速可写成

$$s = \frac{N_1}{n_p} = \frac{1}{4} n_1 \bar{v}_1 f / \left(\frac{1}{2} n_1 \sqrt{T_1/T_p} + \frac{1}{2} n_2 \sqrt{T_2/T_p} \right) = \frac{\bar{v}_p}{4} \frac{2f}{2-f}. \quad (33)$$

当 $f \ll 1$ 时,

$$s = \frac{1}{4} \bar{v}_p f; \quad (33a)$$

当 $f = 1$ 时,

$$s = \frac{1}{2} \bar{v}_p. \quad (33b)$$

这是因为当 $f \ll 1$, $\frac{1}{4} n_1 \bar{v}_1 = \frac{1}{4} n_2 \bar{v}_2$ 的分子泻流数守恒的条件可以满足时, 空间过程是随机的, 不存在定向效应. 而当 $f = 1$ 时只有从热板的分子迁移 $\frac{1}{4} n_1 \bar{v}_1$, 从冷板返回数 $\frac{1}{4} n_2 \bar{v}_2 = 0$, 这时定向效应最强烈. 如果在二板之间设置有方向效应的真空规, 当规孔开口朝着热板时, 所测压强为无向规的二倍, 即表观抽速约小一倍; 当规孔开口朝着冷板时所测压强为零, 即表观抽速为无穷大.

对于复杂结构的情况, 以采用网络分析法较为简单易行. 对于无边缘效应的冷热板几何形状, 可以推出^[12]

$$N_1' = \left[N_1 f_1 + N_1(1-f_2) \frac{S_1}{S_2} \right] / \left[f_2 + f_1(1-f_2) \frac{S_1}{S_2} \right], \quad (34a)$$

$$N_2' = N_1(1-f_2) \frac{S_1}{S_2} / \left[f_2 + f_1(1-f_2) \frac{S_1}{S_2} \right], \quad (34b)$$

式中 N_1', N_2' 为板 1, 2 单位时间单位面积离开的分

子数; S_1, S_2 为板 1, 2 的面积; f_1, f_2 为板 1, 2 的粘附几率; N_1 为热板 1 单位时间单位面积净射出分子数.

对于无限大平行板 $\frac{S_1}{S_2} = 1$, 当 $f_1 = 0$ 时, (34) 式简化成(31)式. 对于同心球, 当 $f_1 = 0$ 时, (34) 式简化成

$$N_1' = N_1 \left(\frac{S_1}{S_2} \frac{1}{f_2} - \frac{S_1}{S_2} + 1 \right), \quad (35a)$$

$$N_2' = \frac{S_1}{S_2} \frac{1}{f_2} - \frac{S_1}{S_2}. \quad (35b)$$

这也是桑特勒 (Santeler) 从级数方法导出的结论^[13]. 胡德 (Hood) 和巴恩斯 (Barnes) 对中心球气源, 外球抽气面导出的抽速与粘附几率的关系可参见图 3^[14].

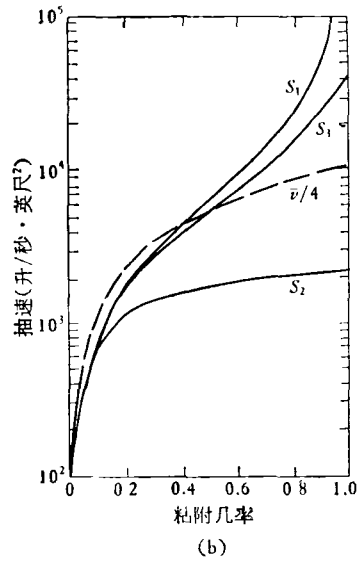
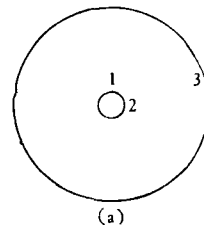


图 3

(a) 同心球 1——开口朝外球的真空规; 2, 3——无向真空规

(b) 抽速与 f 的关系

$$\left(\frac{S_1}{S_2} = 0.1 \right)$$

那么, 对真空设备中各种真空泵的抽速应如何考虑呢! 仍以无限大平行板为例: 对于扩散泵一般 $f < 0.5$, 查表 1, $f \approx \frac{2f}{2-f}$, 应取(33a)式, 即(28)式是

正确的;对于深冷泵一般 $f \approx 1$, 查表 1, $2f \approx \frac{2f}{2-f}$, 应取(33b)式;对于吸气剂泵,有时 $f < 0.5$, 有时 $f > 0.5$, 应分别对待。

表 1

f	0.1	0.2	0.4	0.5	0.8	1.0
$\frac{2f}{2-f}$	0.105	0.22	0.5	0.67	1.33	2.0

五、结 论

研究统计的偏差有两个意义:

(1) 由于统计起伏与分子密度有关,可利用作为真空测量的指示。

(2) 统计起伏使气体宏观性质的平均值具有一个测不准的下限,特别是极高真空时将是不可忽视的问题。

严格来说,真空系统中的气体大多是非平衡态,因而麦氏分布或多或少有所偏离,有两种可能:

(1) 可看成准平衡或局部平衡的情况,仍以麦氏分布求解。

(2) 较严重的不平衡态。在自由分子流情况下,由于分子与器壁之间的碰撞为主,作为一级近似仍可以麦氏分布为基础进行推算并予以修正。

参 考 文 献

- [1] 高本辉, 真空技术, **4**(1975), 39.
- [2] S. Ruthberg, *J. Vac. Sci. Tech.*, **9**(1972), 186.
- [3] Hajime, Ishimura *Japan, J. Appl. Phys.*, **6**(1967), 271.
- [4] B. R. F. Kendall, *Vacuum*, **20**(1970), 540.
- [5] M. Morimura et al., *Proc. 6th Int. Vac. Congr.*, (1974), 135.
- [6] W. Steckelmacher, *Vacuum*, **16**(1966), 561.
- [7] J. P. Hobson et al, *J. Vac. Sci. Tech.*, **2**(1965), 182; **6**(1969), 257.
- [8] D. E. Evans et al., *AIAA/IES/ASTM Space Simulation Conference*, (1966), 1
- [9] Mess and Mead. *Introduction to space science*, (1968), 111.
- [10] T. A. Giorgi and C. Pisani, *Vacuum*, **16**(1966), 669
- [11] R. W. Moore Jr, *Proc. 2nd Int. Vac. Congr.*, **1**(1961), 426
- [12] C. B. Barnes Jr., *Vacuum*, **14**(1964), 429.
- [13] D. J. Santeler, *Vac. Symp. Trans.*, (1959), 129
- [14] C. B. Hood and C. B. Barnes Jr., *J. Vac. Sci. Tech.*, **2**(1965), 302.

英国电子显微学专家 A. Howie 博士来华讲学

应中国科学院的邀请,英国皇家学会会员剑桥大学卡文迪许实验室金属物理组 A. Howie 博士于1980年10月12日至28日在华讲学。

在北京期间, A. Howie 博士在北大举行了具有研究生课程水平的系统讲座共 21 学时,并在参观各有关单位时进行了多次学术讨论。参加听讲和讨论的有全国约 70 个单位的电子显微学工作者共 180 人。

上述讲座系统地介绍了电子衍射衬度理论、高分辨率电子显微学和扫描透射电子显微术的基本原理,并给出有关的 20 个习题;讨论了仪器改进和应用的相互促进;并举了近年来一些新的重要成果,例如

(1) 在应用衍射衬度理论方面,直接观察到铜晶体氧化过程中氧化亚铜的成核长大以及位错环的不断产生;利用弱束技术观察半导体中的扩展位错和金膜表面的单原子层台阶,观察到薄晶体的取向对 X 光产额、辐照损伤的显著影响等等。

(2) 在高分辨电子显微学方面,观察到陶瓷的三

又晶界处存在非晶态物质,扩展位错中层错面上、下原子面相对位移 $1/3$,单晶硅到非晶态二氧化硅的过渡仅限于几个原子的尺度,以及不少非晶态材料(硅、炭黑、Pd-Si 金属玻璃等)中存在各种微小的(几个原子到几十个原子尺度)的局部有序区域等等。

(3) 在扫描透射电子显微术方面,利用弹性散射信号和非弹性散射信号相除(或相减)而得的原子序数衬度清晰地观察到支持物中的催化剂微晶体(几十 Å 大小);利用入射电子的电离损失谱进行了微区(~100 Å)的成分分析;利用电子电离损失谱的广延精细结构研究了非晶态材料中的近邻原子,并取得了和广延 X 光吸收边精细结构同样的结果;利用束感生电流和阴极发光信号研究了半导体材料和器件中的位错和辐照损伤并和衍射象进行对照等等。

A. Howie 博士还在上海和西安作了学术报告。

(吴自勤)