

大学物理A(2) 基础知识

December 25, 2012

目录

- ① 振动部分
- ② 波动部分
- ③ 光学部分
- ④ 气体动理论部分
- ⑤ 热力学部分
- ⑥ 相对论部分
- ⑦ 量子力学部分

振 动 部 分

一、简谐振动的描述

- 定义:

- 运动微分方程: $\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2x = 0$

- 运动学方程: $x = A \cos(\omega t + \varphi)$

- 特征量:

- 振幅: A

- 周期: T ; 频率: $\nu = 1/T$; 角频率: $\omega = 2\pi/\nu$

- 相位: $\omega t + \varphi$; 初相: φ

一、简谐振动的描述

- 简谐振动的图示法：旋转矢量法、振动曲线法
- 运动方程中 $x = A \cos(\omega t + \varphi)$ 常数 A 和 φ 的确定：

$$\begin{cases} x = A \cos(\omega t + \varphi) \\ v = -A\omega \sin(\omega t + \varphi) \end{cases}$$

初始条件：

当 $t = 0$ 时， $x = x_0$ ， $v = v_0$ 代入求解 A 和 φ

二、简谐振动的能量

- 动能: $E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mA^2\omega^2 \sin^2(\omega t + \varphi)$
- 势能: $E_p = \frac{1}{2}kx^2 = \frac{1}{2}mA^2\omega^2 \cos^2(\omega t + \varphi)$
- 机械能: $E = E_k + E_p = \frac{1}{2}mA^2\omega^2 = \frac{1}{2}kA^2$
- 动能与势能反相变化
- 机械能守恒

三、简谐振动的合成

- 同方向、同频率简谐振动的合成：

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1); \quad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

合振动： $x = A \cos(\omega t + \varphi)$

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)}$$

$$\varphi = \arctan \left(\frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \right)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 \begin{cases} = 2k\pi & A_{\max} = A_1 + A_2 \\ = (2k+1)\pi & A_{\min} = |A_1 - A_2| \\ \neq k\pi & |A_1 - A_2| < A < A_1 + A_2 \end{cases}$$

三、简谐振动的合成

- 同方向、不同频率简谐振动的合成：

$$x_1 = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1); \quad x_2 = A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$$

合振动：

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cos\left(2\pi \frac{\nu_2 - \nu_1}{2} t\right) \cos\left(2\pi \frac{\nu_2 + \nu_1}{2} t\right)$$

振幅：

$$\left| 2A \cos\left(2\pi \frac{\nu_2 - \nu_1}{2} t\right) \right|$$

振幅变化的频率——拍频：

$$\nu = \nu_2 - \nu_1$$

三、简谐振动的合成

- 不同方向、同频率简谐振动的合成：

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1); \quad y_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

合振动轨迹：

$$\frac{x_1^2}{A_1^2} + \frac{y_2^2}{A_2^2} - \frac{2x_1y_2}{A_1A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1)$$

- 不同方向、不同频率简谐振动的合成：李萨茹图

四、阻尼振动、受迫振动、共振

简谐振动	$mx'' = -kx$ $x = A \cos(\omega t + \varphi)$
阻尼振动	$mx'' = -kx - cx'$ $x = Ae^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi)$
受迫振动	$mx'' = -kx - cx' + F \cos(\omega_p t)$ $x = A_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi) + A \cos(\omega_p t + \psi)$

波动部分

一、波动的描述

- 定义：振动状态在空间中的传播
 - 机械波产生原因和条件：波源、弹性介质
 - 分类：横波、纵波
 - 波线、波面、波前
- 特征量：
 - 振幅： A
 - 波长： λ 、波数(角波数)： $k = 2\pi/\lambda$
 - 周期： T 、频率： $\nu = 1/T$ 、角频率： $\omega = 2\pi/T$
 - 波速： $u = \lambda/T = \lambda\nu = \omega/k$

二、平面简谐波函数

- 参考点 o 的振动状态:

$$y_o = A \cos(\omega t)$$

- 参考点 o 与待求点 P 的相位差:

$$\Delta\varphi = \omega \frac{x}{u}$$

- 根据参考点写待求点 P 的波动方程:

$$y_P = A \cos(\omega t \pm \Delta\varphi)$$

” \pm ”是由参考点与待求点相位的领先和滞后决定的

三、波函数的一般形式及物理意义

- 波函数 $y(x, t)$ 的一般形式

- $y = A \cos \left[\omega \left(t \pm \frac{x - x_0}{u} \right) + \varphi \right]$

- $y = A \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} \pm \frac{x - x_0}{\lambda} \right) + \varphi \right]$

- $y = A \cos \{ [\omega t \pm k(x - x_0)] + \varphi \}$

- 波函数的物理意义

- x 一定, $y(t)$: 位移时间图, 位置为 x 的质点的振动情况

- t 一定, $y(x)$: 波形图, t 时刻不同质点偏离平衡位置情况

- y 一定, $x(t)$: 波形传播, $u = \lambda/T = \omega/k$

四、波的能量和能量密度

- 波的能量(研究对象: 质量为 dm 的体元 dV)

- 动能: $dW_k = \frac{1}{2}\rho dV \cdot A^2\omega^2 \sin^2 \omega(t - \frac{x}{u})$

- 势能: $dW_p = \frac{1}{2}\rho dV \cdot A^2\omega^2 \sin^2 \omega(t - \frac{x}{u})$

- 机械能: $dW = \rho dV \cdot A^2\omega^2 \sin^2 \omega(t - \frac{x}{u})$

- 波的能量密度

- 能量密度: $w = \rho A^2\omega^2 \sin^2 \omega(t - \frac{x}{u})$

- 平均能量密度: $\bar{w} = \frac{1}{T} \int_0^T w dt = \frac{1}{2}\rho A^2\omega^2$

- 能流与能流密度

- 能流: $P = wuS$; 平均能流: $\bar{P} = \bar{w}uS$

- 能流密度: $I = \bar{w}u = \frac{1}{2}\rho A^2\omega^2 u$

五、波的衍射与干涉

- 波的传播所遵从的基本原理

- 波的叠加原理：独立性和叠加性
- 惠更斯原理：波面上各点可看成子波源

- 波的干涉

- 相干条件：频率相同、振动方向平行、相位差恒定
- 相干波源：

$$y_1 = A_1 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}r_1 + \varphi_1\right)$$

$$y_2 = A_2 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}r_2 + \varphi_2\right)$$

五、波的衍射与干涉

- 合振动振幅: $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi}$

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - 2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda}$$

- 由相位差 $\Delta\varphi$ 决定干涉结果

- 干涉加强 $A = A_1 + A_2$: $\Delta\varphi = \pm 2k\pi$

- 干涉减弱 $A = |A_1 - A_2|$: $\Delta\varphi = \pm(2k + 1)\pi$

- 由波程差 δ 决定干涉结果 ($\varphi_1 = \varphi_2$)

- 干涉加强 $A = A_1 + A_2$: $\delta = r_2 - r_1 = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$

- 干涉减弱 $A = |A_1 - A_2|$: $\delta = r_2 - r_1 = \pm(2k + 1) \frac{\lambda}{2}$

其中 $k = 0, 1, 2, \dots$

六、驻波

- 驻波方程: $y = y_1 + y_2 = 2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos 2\pi \nu t$
- 波腹与波节
 - 波腹位置: $x_k = \pm 2k \frac{\lambda}{4}$
 - 波节位置: $x_k = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{4}$
 - 相邻波腹、节点间距离: $\Delta x_k = \lambda/2$
- 各点相位:
 - 同一波节点两侧: 相位相反
 - 相邻波节点之间: 相位相同
- 相位跃变: 波疏介质 \Rightarrow 波密介质 \Rightarrow 波疏介质
入射波与反射波相位差 π , 波程差 $\lambda/2$, 半波损失
- 驻波能量: 动能集中于波腹, 势能集中于波节

七、多普勒效应

- 以介质为参考系

- 波源： 频率 ν 、波源速度 v_s
- 观察者： 频率 ν' 、观察者运动速度 v_o
- 介质： 频率 ν_b 、波在介质中的传播速度 u

- 频率 ν' 与波源频率 ν 的关系

- 观察者静止，波源运动：
$$\nu' = \frac{u \pm v_o}{u} \nu$$
- 波源静止，观察者运动：
$$\nu' = \frac{u}{u \mp v_s} \nu$$
- 波源与观察者都运动：
$$\nu' = \frac{u \pm v_o}{u \mp v_s} \nu$$
- \pm 号：以介质为参考系，靠近？ 远离？

八、电磁振荡与电磁波

- 电磁振荡方程: $q'' + \omega^2 q = 0$ 或 $q = Q_0 \cos(\omega t + \varphi)$
- 电磁振荡频率: $\nu = \omega/(2\pi) = 1/(2\pi\sqrt{LC})$
- 平面电磁波特性:
 - 电磁波是横波, E 、 H 与传播方向 u 垂直, 满足右手定则
 - E 与 H 同相位
 - E 与 H 的大小成比例: $E/H = \sqrt{\mu/\varepsilon}$
 - 真空中电磁波的传播速度等于真空中的光速: $c = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$
- 电磁波的能量密度矢量:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

- 能流密度的平均值: $\bar{S} = \frac{1}{2}E_0H_0$

光 学 部 分

一、相干光

- 相干条件：频率相同、振动方向平行、相位差恒定
- 普通光源发光的基本原理
- 相干光的获得：
 - 振幅分割法
 - 波阵面分割法

二、波阵面分割法—杨氏双缝干涉

- 相位差: $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$

$$= \begin{cases} \pm 2k\pi & \text{明纹} \\ \pm (2k+1)\pi & \text{暗纹} \end{cases}, \quad k = 0, 1, \dots$$

- 波程差(初相 $\varphi_2 = \varphi_1$):

$$\delta = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta = \begin{cases} \pm 2k \frac{\lambda}{2} & \text{明纹} \\ \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2} & \text{暗纹} \end{cases}$$

二、波阵面分割法—杨氏双缝干涉

- 条纹中心位置:
$$\begin{cases} \text{明纹中心} & x_k = \pm \frac{d'}{d} 2k \frac{\lambda}{2} \\ \text{暗纹中心} & x_k = \pm \frac{d'}{d} (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \end{cases}$$

- 条纹间距: $\Delta x = \frac{d'}{d} \lambda$

- 劳埃德镜: 光疏介质 \Rightarrow 光密介质 \Rightarrow 光疏介质

半波损失, 相位跃变 π

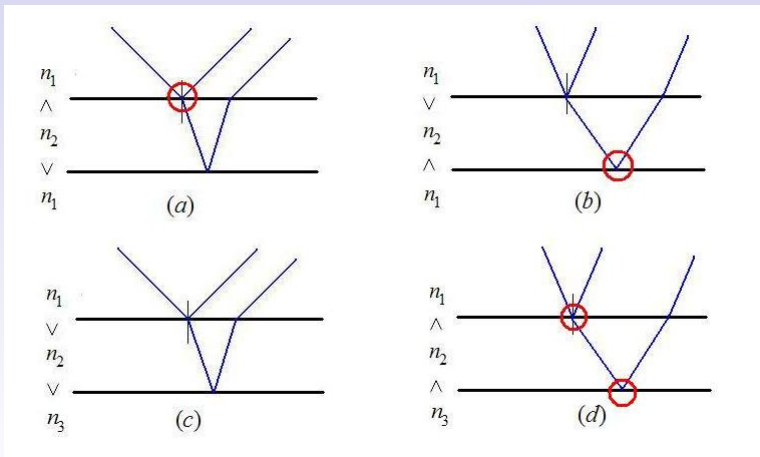
三、振幅分割法—薄膜干涉

- 光程差: $\Delta = nL$
- 相位差: $\Delta\varphi = 2\pi \frac{L}{\lambda_n} = 2\pi \frac{nL}{\lambda}$
- 薄膜干涉光程差:

$$\begin{aligned}\Delta_r &= 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} \\ &= \begin{cases} \pm 2k \frac{\lambda}{2} & \text{明纹 } k = 1, 2, \dots \\ \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2} & \text{暗纹 } k = 0, 1, 2, \dots \end{cases}\end{aligned}$$

三、振幅分割法—薄膜干涉

- 半波损失讨论：



- 薄膜干涉分类：等厚干涉；等倾干涉

四、薄膜干涉—劈尖干涉

- 光程差：

$$\Delta = 2nd + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} 2k\frac{\lambda}{2} & k = 1, 2, \dots \\ (2k + 1)\frac{\lambda}{2} & k = 0, 1, 2, \dots \end{cases}$$

- 条纹中心处薄膜厚度：
$$\begin{cases} \text{明纹中心} & d_k = \frac{2k - 1}{4n}\lambda \\ \text{暗纹中心} & d_k = \frac{2k}{4n}\lambda \end{cases}$$

四、薄膜干涉—劈尖干涉

- 相邻明、暗纹中心薄膜厚度差：

$$\Delta d = \frac{\lambda_n}{2} = \frac{\lambda}{2n}$$

- 薄膜厚度每变化 $\frac{\lambda}{2n}$ ，条纹级次变化一级

- 条纹宽度：

$$b = \frac{\lambda}{2n\theta}$$

- 等厚干涉的应用

四、薄膜干涉—牛顿环

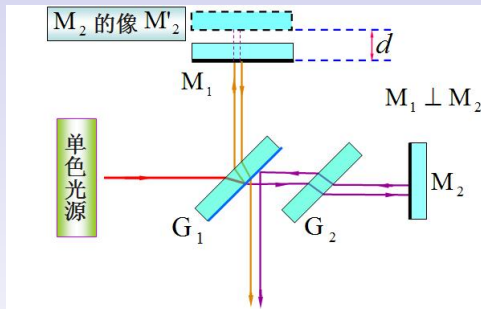
- 光程差：

$$\Delta = 2nd + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} 2k\frac{\lambda}{2} & k = 1, 2, \dots \\ (2k + 1)\frac{\lambda}{2} & k = 0, 1, 2, \dots \end{cases}$$

- 干涉圆环半径： $\begin{cases} \text{明环半径} & r_k = \sqrt{(k - \frac{1}{2})R\lambda/n} \\ \text{暗环半径} & r_k = \sqrt{kR\lambda/n} \end{cases}$
- 干涉圆环内疏外密
- 增透膜、增反膜

四、薄膜干涉—迈克尔孙干涉仪

- 基本原理：



- 光程差： $2d$

- 薄膜厚度变化： $\Delta d = \Delta k \frac{\lambda}{2}$

五、光的衍射

- 惠更斯—菲涅耳原理
- 单缝衍射：半波带法解释
- 光程差：

$$b \sin \theta = \begin{cases} \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2} & \text{明纹 } k = 1, 2, \dots \\ \pm 2k\frac{\lambda}{2} & \text{暗纹 } k = 1, 2, \dots \end{cases}$$

- 条纹中心位置：
$$\begin{cases} \text{明纹中心} & x_k = (2k+1)\frac{\lambda f}{2b} \\ \text{暗纹中心} & x_k = 2k\frac{\lambda f}{2b} \end{cases}$$

五、光的衍射

- 条纹宽度: $\Delta x = \frac{f}{b}\lambda$
- 中央明纹宽度: $\Delta x_0 = 2\Delta x = 2\frac{f}{b}\lambda$
- 单缝衍射一级暗纹: $\theta = \frac{\lambda}{b}$
- 圆孔衍射一级暗环: $\theta = 1.22\frac{\lambda}{D}$

五、光的衍射—光栅

- 光栅常数： $d = b + b'$ ， b 透光宽度， b' 不透光宽度
- 光栅方程（中央明纹，即主明纹）：

$$d \sin \theta = (b + b') \sin \theta = \pm k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

- 衍射主明纹角位置： $\theta_k = \pm \frac{k\lambda}{d}$
- 相邻主明纹角宽度： $\Delta\theta = \frac{\lambda}{d} = \frac{\lambda}{b + b'}$

五、光的衍射—光栅

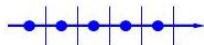
- 衍射暗纹光程差： $d \sin \theta = (b + b') \sin \theta = \pm \frac{k'}{N} \lambda$
 $k' = 1, 2, \dots$ ，且 $k' \neq N, 2N, \dots$
- 相邻两主明纹之间有 $N - 1$ 条暗纹和 $N - 2$ 条次明纹
- 光栅缺级：

$$\begin{aligned}(b + b') \sin \theta &= \pm k \lambda, & k &= 0, 1, 2, \dots \\ b \sin \theta &= \pm k' \lambda, & k' &= 1, 2, \dots\end{aligned}$$

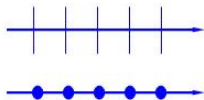
- 缺级条件： $\frac{b + b'}{b} = \frac{k}{k'}$

六、光的偏振

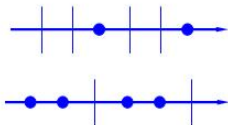
自然光



线偏振光

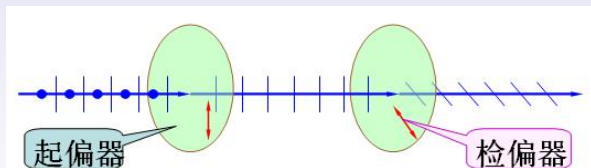


部分偏振光

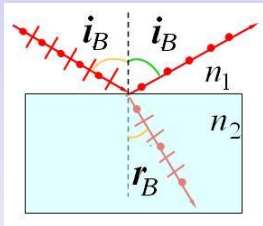


六、光的偏振

- 偏振片：起偏器、检偏器
- 偏振化方向：记作 \updownarrow
- 马吕斯定律： $I = I_0 \cos^2 \alpha$



六、光的偏振——反射光与折射光的偏振



- 布儒斯特定律: $\tan i_B = n_2/n_1$
- 当入射角为布儒斯特角时, 反射光线与折射光线垂直
- 根据光的可逆性, 当入射光以 r_B 角从 n_2 介质入射于界面时, 此 r_B 角即为布儒斯特角.
- 利用玻璃片堆产生线偏振光

七、双折射

- 双折射现象：
 - 寻常光(o光): 符合折射定律的折射光线
 - 非常光(e光): 不符合折射定律的折射光线
- 介质中, o光、e光传播速度不同, 导致折射率不同
- $\begin{cases} \text{o光} & \text{各方向传播速度相同} & \text{球面波} & n_o = c/v_o \\ \text{e光} & \text{各方向传播速度不同} & \text{椭球面} & n_e = c/v_e \end{cases}$
- 光轴: 晶体内不产生双折射现象的方向
- 光线偏离光轴入射, o光、e光均为线偏振光

气体动理论部分

一、物质的微观模型与统计规律

- 分子线度：所占有体积远大于分子本身的大小
- 分子力：吸引力与排斥力
- 分子运动：无规则热运动
- 统计规律的基本概念：
 - 概率密度函数： $f(x) = \frac{dP}{dx}$
 - 概率： $dP = f(x)dx$
 - 归一化条件： $\int dP = \int f(x)dx = 1$

二、平衡态与理想气体状态方程

- 热力学系统：由大量微观粒子组成的物体或物体系
- 外界与环境：能够与热力学系统相互作用的其他物体
- 孤立系统：与外界没有任何相互作用的热力学系统
- 平衡态：在孤立系统中，系统各部分宏观性质不随时间发生变化的状态

二、平衡态与理想气体状态方程

- 状态参量:

- 体积 V

- 压强 p

- 温度 T

- 热力学第零定律

- 摄氏温标: t ($^{\circ}C$)

- 华氏温标: t ($^{\circ}F$)

- 热力学温标: $t = T - 273$ (K)

二、平衡态与理想气体状态方程

- 理想气体状态方程：

- $pV = NkT$

- $pV = \nu RT = \frac{N}{N_A} RT = \frac{m}{M} RT$

- $p = nkT = \frac{N}{V} kT$

- 玻耳兹曼常数： $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$

- 阿伏伽德罗常数： $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

- 摩尔气体常数： $R = kN_A = 8.31 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$

三、理想气体分子模型

- 气体分子可以视为质点
- 除碰撞瞬间外，分子间相互作用可以忽略
- 分子间碰撞和分子与器壁碰撞视为完全弹性碰撞
- 分子重力势能远小于平均动能，重力可忽略
- 等概率假设：
 - 气体处于平衡态时，向各个方向运动的概率相等
 - 分子速率在各个方向上的分量的各种平均值相等
 - $\overline{v_x} = \overline{v_y} = \overline{v_z} = 0$; $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{1}{3}\overline{v^2}$

四、理想气体压强、温度、内能公式

- 自由度：决定物体的空间位置所需的独立坐标的数量
- $i = t + r + v$ (t 平动、 r 转动、 v 振动自由度)
- 能量均分定理： $\bar{\varepsilon} = \frac{t + r + 2v}{2} kT$

分子类型	自由度 <i>i</i>	分子平均能量 $\bar{\varepsilon}$
单原子分子	$t = 3, r = v = 0$	$\frac{3}{2}kT$
双原子分子	刚性 $t = 3, r = 2, v = 0$	$\frac{5}{2}kT$
	非刚性 $t = 3, r = 2, v = 1$	$\frac{7}{2}kT$
三原子分子	刚性 $t = 3, r = 3, v = 0$	$3kT$
	非刚性 $t = 3, r = 3, v = 3$	$6kT$

四、理想气体压强、温度、内能公式

- 压强公式:

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

- 温度公式:

$$T = \frac{2}{3} \frac{\overline{\varepsilon_k}}{k}$$

- 平均平动动能:

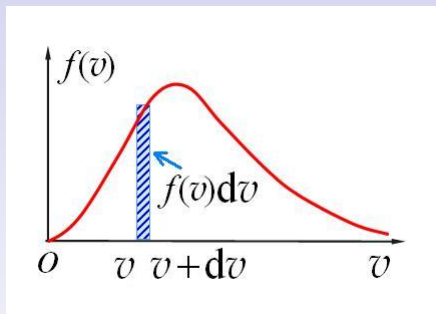
$$\overline{\varepsilon_k} = \frac{1}{2}m\overline{v^2} = \frac{3}{2}kT$$

- ν mol 刚性气体分子内能(无振动自由度 v):

$$E = \nu N_A \overline{\varepsilon} = \nu \frac{i}{2} RT = \nu \frac{t+r}{2} RT$$

五、理想气体速率分布函数

- 概率密度函数 $f(v)$



- $f(v)$ 物理意义：温度为 T 的平衡状态下，速率在 v 附近单位速率区间的分子数占总数的百分比，即概率密度
- $f(v)dv$ 物理意义：速率在 $v \rightarrow v + dv$ 区间的分子数占总分子数的百分比，即概率。
- 归一化条件： $\int_0^{\infty} f(v)dv = 1$

六、理想气体速率分布函数的应用

- 求速率在 v_1 到 v_2 区间内气体分子数占分子总数的百分比

$$\frac{\Delta N}{N} = \int_{v_1}^{v_2} f(v) dv$$

- 求速率在 v_1 到 v_2 区间内气体分子数

$$\Delta N = N \int_{v_1}^{v_2} f(v) dv$$

- 求物理量的平均值

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

$$\overline{\varepsilon_k} = \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{1}{2} m \int_0^{\infty} v^2 f(v) dv$$

七、麦克斯韦速率分布函数

- 麦克斯韦速率分布函数

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2$$

- 三种统计速率 $v_p < \bar{v} < \sqrt{\overline{v^2}}$

- 最概然速率: $v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$

- 平均速率: $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$

- 方均根速率: $\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$

八、分子碰撞

- 平均自由程:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{(\sqrt{2}\pi d^2 n)} = \frac{kT}{(\sqrt{2}\pi d^2 p)}$$

- 平均碰撞次数:

$$\bar{Z} = \sqrt{2}\pi d^2 n \bar{v}$$

- 平均速率:

$$\bar{v} = \bar{\lambda} \cdot \bar{Z}$$

热力学部分

一、准静态过程、功与热量

- 热力学过程：热力学系统状态随时间变化的过程
- 准静态过程：过程无限缓慢，中间状态均视为平衡态
- 功： W ，过程量
 - 元功： $dW = pdV$
 - 总功： $W = \int_{V_1}^{V_2} pdV = -W^{ex}$
 - 气体膨胀： $W > 0$ ；气体压缩： $W < 0$
- 热量： Q ，过程量
 - 吸热 $Q > 0$ ；放热 $Q < 0$
 - 热量传递方式：导热、对流、热辐射

二、内能与热力学第一定律

- 内能：系统处于某个状态所具有的能量， E
 - 内能是状态量
 - 内能增量： $\Delta E = E_B - E_A$
- 热力学第一定律

$$Q = \Delta E + W \quad \text{或} \quad dQ = dE + pdV$$

- $Q > 0$ 系统从外界吸热； $Q < 0$ 系统向外界放热
- $\Delta E > 0$ 系统内能增加； $\Delta E < 0$ 系统内能减少
- $W > 0$ 系统对外做正功； $W < 0$ 系统对外做负功

三、理想气体的热力学过程——等体过程

- 等体过程：体积不变， $W = 0$
- 物理意义：系统吸(放)热全部用于改变自身内能
- 等体过程中的热量、内能与温度：
 - 摩尔定体热容： $C_{V,m} = \frac{dQ_V}{dT} = \frac{dE}{dT} = \frac{i}{2}R$
 - 热量： $Q_V = \nu C_{V,m}(T_2 - T_1)$
 - 做功： $W = 0$
 - 内能： $\Delta E = Q_V = \nu C_{V,m}(T_2 - T_1)$
- 等体方程： $pT^{-1} = \text{常数}$
- 等体过程图像

三、理想气体的热力学过程——等压过程

- 等压过程：压强不变
- 物理意义：系统吸(放)热用于改变自身内能和对外做功
- 等压过程中的热量、内能与温度：
 - 摩尔定压热容： $C_{p,m} = \frac{dQ_p}{dT} = C_{V,m} + R = \frac{i+2}{2}R$
 - 热量： $Q_p = \nu C_{p,m}(T_2 - T_1)$
 - 做功： $W = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1)$
 - 内能： $\Delta E = Q_V = \nu C_{p,m}(T_2 - T_1) - p(V_2 - V_1)$
- 等压方程： $VT^{-1} = \text{常数}$
- 等压过程图像

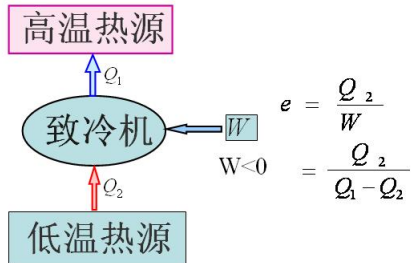
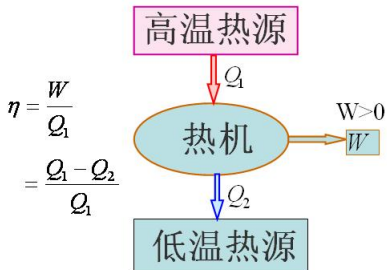
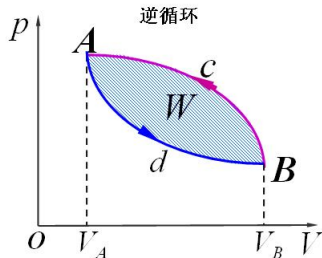
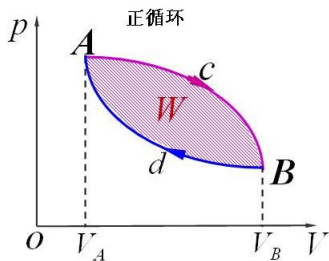
三、理想气体的热力学过程——等温过程

- 等温过程：温度 T 不变，内能不变， $\Delta E = 0$
- 物理意义：系统吸(放)热全部用于对外做功
- 等温过程中的热量、内能与温度：
 - 做功：
$$W_T = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \nu RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$
 - 热量： $Q_T = W_T$
 - 内能： $\Delta E = 0$
- 等温方程： $pV = \text{常数}$
- 等温过程图像

三、理想气体的热力学过程——绝热过程

- 绝热过程: $Q = 0$
- 物理意义: 系统通过改变自身内能实现对外做功
- 绝热过程中的热量、内能与温度:
 - $\gamma = C_{p,m}/C_{V,m}$
 - 热量: $Q_a = 0$
 - 内能: $\Delta E = \nu C_{V,m}(T_2 - T_1)$
 - 做功: $W_a = -\nu C_{V,m}(T_2 - T_1) = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{\gamma - 1}$
- 绝热方程: $pV^\gamma = \text{常数}$
- 绝热过程图像: 绝热线比等温线斜率大

四、循环过程、卡诺循环



五、卡诺循环

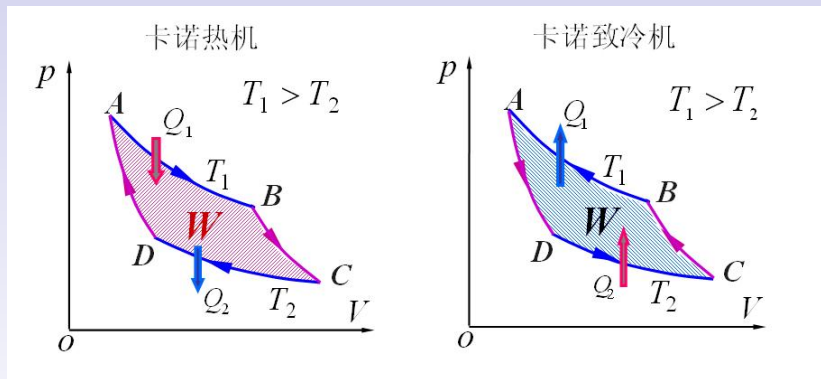


Figure: $\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$

$$e = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

六、热力学第二定律

- 可逆过程与不可逆过程
- 热力学第二定律
 - 克劳修斯表述：不可能把热量从低温物体自动传到高温物体而不引起外界变化
 - 开尔文表述：不可能从单一热源吸热使之完全转变为有用功而不产生其他变化
- 卡诺定理 $\eta' \leq \eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$
 - 相同高温和低温热源之间工作的任意可逆热机效率相同
 - 工作在相同高温和低温热源之间的一切不可逆热机效率小于可逆热机效率

七、熵和熵增加原理

- 对任一可逆循环过程，热温比之和为零

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0$$

- 熵 $S_B = S_A + \int_A^B \frac{dQ}{T}$

- 熵是态函数，具有可加性

- 无限小过程的熵 $dS = dQ/T$

- 熵增加原理： $\Delta S \geq 0$

孤立系统中的可逆过程熵不变，不可逆过程熵增加

八、热力学第二定律的统计意义

- 热力学概率 W 是分子热运动无序度的量度
- 玻耳兹曼关系式

$$S = k \ln W$$

- 孤立系统熵增加的过程是系统微观状态数增大的过程，是系统从非平衡态趋于平衡态的过程，是一个不可逆过程

相 对 论 部 分

一、伽利略变换与经典力学的绝对时空观

- 伽利略变换(惯性系 S' 相对于 S 沿 x 轴以 v 匀速运动):

$$\left\{ \begin{array}{l} x' = x - vt \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{array} \right. \quad \text{或} \quad \left\{ \begin{array}{l} x = x' + vt \\ y = y' \\ z = z' \\ t = t' \end{array} \right.$$

- 长度和时间的测量是绝对的
- 速度变换: $u' = u - v$
- 加速度变换: $a' = a$
- 伽利略相对性原理
- 经典力学的绝对时空观

二、狭义相对论基本原理

- 迈克尔孙-莫雷实验：经典物理学遇到困难
- 狭义相对论基本原理：相对性原理与光速不变原理
- 洛伦兹坐标变换(惯性系 S' 相对 S 沿 x 轴以 v 匀速运动):

$$\left\{ \begin{array}{l} x' = \gamma(x - vt) \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \gamma(t - \frac{vx}{c^2}) \end{array} \right. \quad \text{或} \quad \left\{ \begin{array}{l} x = \gamma(x' + vt') \\ y = y' \\ z = z' \\ t = \gamma(t' + \frac{vx'}{c^2}) \end{array} \right.$$

其中

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}; \quad \beta = v/c$$

二、狭义相对论基本原理

- 洛伦兹速度变换(惯性系 S' 相对 S 沿 x 轴以 v 匀速运动):

$$\left\{ \begin{array}{l} u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \frac{v}{c^2}u_x} \\ u'_y = \frac{u_y}{\gamma(1 - \frac{v}{c^2}u_x)} \\ u'_z = \frac{u_z}{\gamma(1 - \frac{v}{c^2}u_x)} \end{array} \right. \quad \text{或} \quad \left\{ \begin{array}{l} u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{v}{c^2}u'_x} \\ u_y = \frac{u'_y}{\gamma(1 + \frac{v}{c^2}u'_x)} \\ u_z = \frac{u'_z}{\gamma(1 + \frac{v}{c^2}u'_x)} \end{array} \right.$$

其中

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}; \quad \beta = v/c$$

三、狭义相对论时空观

- 同时的相对性(惯性系 S' 相对于 S 沿 x 轴以 v 匀速运动):
- 设两个事件 P_1 和 P_2 (一维空间情况),
- S 系中这两件事的时空坐标为 (x_1, t_1) 、 (x_2, t_2) ,
- S' 系中这两件事的时空坐标为 (x'_1, t'_1) 、 (x'_2, t'_2) , 则

$$t'_2 - t'_1 = \gamma[(t_2 - t_1) - \frac{v}{c^2}(x_2 - x_1)]$$

- 同时具有相对性, 但因果关系次序是绝对的

三、狭义相对论时空观

- 长度收缩:
- 固有长度 l_0 (相对棒静止时测得长度)

$$l = \frac{l_0}{\gamma}$$

- 长度的收缩是相对的
 - 长度沿着相对运动的方向收缩
- 时间延缓:
- 固有时间 Δt_0 (相对事件发生地静止时测得时间)

$$\Delta t = \gamma \Delta t_0$$

四、狭义相对论动量与能量

- 相对论性质量 $m = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$
- 相对论性动量 $\boldsymbol{p} = \gamma m_0 \boldsymbol{v}$
- 力学基本方程 $\boldsymbol{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \boldsymbol{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right)$
- 质能关系式 $E = mc^2 = m_0 c^2 + E_k$
- 动量与能量的关系 $E^2 = E_0^2 + p^2 c^2$
- 动量与能量(静质量近似为零的微观粒子, 例如光子)

$$E = pc$$

量子力学部分

一、黑体辐射与普朗克能量量子假设

- 黑体辐射实验
- 斯特藩-玻尔兹曼定律

$$M(T) = \sigma T^4$$

- 维恩位移定律

$$\lambda_m T = b$$

- 黑体辐射的瑞利-金斯公式：经典力学遇到困难
- 普朗克的能量量子解释

$$\varepsilon = h\nu$$

二、光电效应与光的波粒二象性

- 光电效应的实验规律

- 一定频率的入射光，入射光强度越大，光电子数目越多
- 光电子的初动能与入射光频率呈线性关系，与光强无关
- 入射光频率低于红限 ν_0 ，则不能产生光电效应
- 光电效应实验中，光照到金属表面上时，立即有光电子逸出

- 爱因斯坦方程

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + W$$

- 遏止电势差 $U_0 = k\nu - V_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{W}{e}$

- 逸出功 $W = eU_0 = h\nu_0$

- 光电子初动能 $E_k = \frac{1}{2}mv_0^2 = h\nu - h\nu_0$

- 光的波粒二象性 $E = h\nu, \quad p = h/\lambda$

三、康普顿效应

- 康普顿效应的光量子解释

- 能量守恒

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2$$

- 动量守恒

$$\frac{h\nu_0}{c}\mathbf{e}_0 = \frac{h\nu}{c}\mathbf{e} + m\mathbf{v}$$

- 波长变化（康普顿波长 $\frac{h}{m_0c}$ ）

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta)$$

四、氢原子的玻尔理论

- 玻尔理论的基本假设

- 定态假设

- 轨道角动量量子化假设 $L = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots$

- 量子跃迁假设 $h\nu = |E_i - E_f|$

- 玻尔理论对氢原子光谱的解释

- 轨道半径（玻尔半径 a_0 ） $r_n = \frac{\varepsilon_0 \hbar^2}{\pi m e^2} n^2 = a_0 n^2$

- 能级（基态能量 $E_1 = -13.6\text{eV}$ ） $E_n = -\frac{m e^4}{8 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = \frac{E_1}{n^2}$

- 氢原子光谱 $\frac{1}{\lambda} = \sigma = \frac{m e^4}{8 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$

- 弗兰克-赫兹实验：证明原子内部存在分立能级

五、德布罗意波与不确定关系

- 德布罗意波（物质波）

$$\nu = \frac{E}{h}, \quad \lambda = \frac{h}{p}$$

- 质量为 m_0 的粒子

$$\lambda = \frac{h}{\gamma m_0 v} = \frac{h}{m_0 v} \quad (v \ll c)$$

- 实验验证：戴维孙-革末衍射实验；汤姆孙衍射实验
- 德布罗意波统计解释：某处物质波的强度与粒子在该处邻近出现的概率成正比，即物质波本质上是概率波
- 不确定关系

$$\Delta x \Delta p_x \geq h$$

六、量子力学简介

- 一维波函数 ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$, 定态波函数 $\Psi(x)$)

$$\Psi(x, t) = \Psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)} = \Psi(x) e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$$

- 波函数物理意义: $|\Psi|^2$ 表示粒子出现在某处的概率密度
- 某时刻粒子出现在某点附近体积元 dV 内的概率

$$|\Psi|^2 dV = \Psi \Psi^* dV$$

- 某时刻粒子出现在有限体积 V 内的概率

$$P = \int_V |\Psi|^2 dV$$

- 某时刻粒子出现在整个空间的概率 (归一化条件)

$$P = \int_V |\Psi|^2 dV = 1$$

七、薛定谔方程

- 一维含时薛定谔方程（自由粒子时， $E_p = 0$ ）

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x, t)}{\partial x^2} = E_p \Psi(x, t)$$

- 三维含时薛定谔方程

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(x, t) = E_p \Psi(x, t)$$

- 一维定态薛定谔方程

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + (E - E_p) \Psi(x) = 0$$

- 三维定态薛定谔方程

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(x) + (E - E_p) \Psi(x) = 0$$

八、一维无限深势阱—定态薛定谔方程应用

- 一维定态薛定谔方程(边界条件 $\Psi(0) = 0, \Psi(a) = 0$)

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + E\Psi(x) = 0$$

- 波函数($0 \leq x \leq a$)

$$\Psi(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi}{a} x$$

- 概率密度

$$|\Psi(x)|^2 = \frac{2}{a} \sin^2 \frac{n\pi}{a} x$$

- 能级

$$E = \frac{h^2}{8ma^2} n^2$$

九、氢原子的量子理论

- 定态薛定谔方程

$$\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + (E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r})\Psi(x) = 0$$

- 氢原子定态波函数的一般形式

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$$

- 能量量子化和主量子数 n :

$$E_n = E_1/n^2, \quad n = 1, 2, \dots$$

- 角动量量子化和角量子数 l :

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar, \quad 0 \leq l \leq n-1$$

- 空间量子化和磁量子数 m_l :

$$L_z = m_l\hbar, \quad 0 \leq |m_l| \leq l$$

十、多电子原子中的电子分布

- 电子自旋角动量和自旋量子数 s :

$$S = \sqrt{s(s+1)}\hbar, \quad s = 1/2$$

- 电子自旋角动量空间量子化和自旋磁量子数 m_s :

$$S_z = m_s\hbar, \quad m_s = \pm 1/2$$

- 泡利不相容原理：一个原子中，不可能有两个或两个以上的电子具有完全相同的量子态，即任何两个电子不可能有完全相同的一组量子数 (n, l, m_l, m_s)
- 能量最小原理：在原子系统内，每个电子趋向于占有最低的能级，当原子中电子的能量最小时，整个原子的能量最低，这时原子处于最稳定的状态，即基态。