

Taller 2

15. Demostrar directamente que la transformación

$$Q = \arctan \frac{\alpha q}{p},$$
$$P = \frac{\alpha q^2}{2} \left(1 + \frac{p^2}{\alpha^2 q^2} \right)$$

es canónica, donde α es una constante.

Respuesta a Problema 1

Sean en (p, q) la coordenadas generalizadas de un sistema en el espacio de fase, y sea $H(p, q)$ la función de Hamilton, entonces las ecuaciones de Hamilton son:

$$\dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q}, \quad \dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p} \quad \text{y} \quad \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (15,1)$$

Dado que la transformación puntual de coordenadas generalizadas (p, q) a coordenadas generalizadas (P, Q) dada por:

$$Q = \arctan \frac{\alpha q}{p},$$
$$P = \frac{\alpha q^2}{2} \left(1 + \frac{p^2}{\alpha^2 q^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\alpha q^2 + \frac{p^2}{\alpha} \right) \quad (15,2)$$

es canónica, entonces deben satisfacer las ecuaciones de Hamilton (15.1) con $K(P, Q) = K$ constante, es decir:

$$\dot{P} = -\frac{\partial K}{\partial Q} \quad \text{y} \quad \dot{Q} = \frac{\partial K}{\partial P} \quad \text{y} \quad \frac{\partial K}{\partial t} = 0 \quad (15,3)$$

Para mostrar esto último, usando la regla de la cadena en las ecuaciones (15.2) y reemplazando (15.1)

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dt} &= \frac{\partial Q}{\partial q} \frac{dq}{dt} + \frac{\partial Q}{\partial p} \frac{dp}{dt} \\ &= -\frac{\alpha q}{p^2 + \alpha^2 q^2} \left(-\frac{\partial H}{\partial q} \right) + \frac{\alpha p}{p^2 + \alpha^2 q^2} \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right) \\ &= \frac{\alpha}{p^2 + \alpha^2 q^2} \left(q \frac{\partial H}{\partial q} + p \frac{\partial H}{\partial p} \right) \\ &= \frac{1}{2} \frac{2\alpha}{p^2 + \alpha^2 q^2} \left(q \frac{\partial H}{\partial q} + p \frac{\partial H}{\partial p} \right) \\ &= \frac{1}{2P} \left(q \frac{\partial H}{\partial q} + p \frac{\partial H}{\partial p} \right) \quad (15,4,1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \frac{\partial P}{\partial q} \frac{dq}{dt} + \frac{\partial P}{\partial p} \frac{dp}{dt} \\ &= \frac{p}{\alpha} \left(-\frac{\partial H}{\partial q} \right) + q\alpha \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right) \quad (15,4,2) \end{aligned}$$

Aplicando la regla de la cadena en (15.1) tenemos que:

$$\begin{aligned}\dot{p} &= -\frac{\partial H}{\partial q} = -\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\partial Q}{\partial q} - \frac{\partial H}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial q} \\ &= -\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\alpha p}{p^2 + \alpha^2 q^2} - \frac{\partial H}{\partial P} \alpha q \quad (15,7,1)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\dot{q} &= \frac{\partial H}{\partial p} = \frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\partial Q}{\partial p} + \frac{\partial H}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial p} \\ &= -\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\alpha q}{p^2 + \alpha^2 q^2} + \frac{\partial H}{\partial P} \frac{p}{\alpha} \quad (15,7,2)\end{aligned}$$

Reemplazando (15.5) en (15.7.1) y (15.7.2) tenemos que:

$$\begin{aligned}\dot{Q} &= \frac{1}{2P} \left(q \frac{\partial H}{\partial q} + p \frac{\partial H}{\partial p} \right) \\ &= \frac{1}{2P} \left(q \left(\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\alpha p}{p^2 + \alpha^2 q^2} + \frac{\partial H}{\partial P} \alpha q \right) + p \left(-\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\alpha q}{p^2 + \alpha^2 q^2} + \frac{\partial H}{\partial P} \frac{p}{\alpha} \right) \right) \\ &= \frac{1}{2P} \left(\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\alpha p q}{p^2 + \alpha^2 q^2} + \frac{\partial H}{\partial P} \alpha q^2 - \frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\alpha p q}{p^2 + \alpha^2 q^2} + \frac{\partial H}{\partial P} \frac{p^2}{\alpha} \right) \\ &= \frac{1}{2P} \left(\frac{\partial H}{\partial P} \alpha q^2 + \frac{\partial H}{\partial P} \frac{p^2}{\alpha} \right) \\ &= \frac{1}{2P} \frac{\partial H}{\partial P} \left(\alpha q^2 + \frac{p^2}{\alpha} \right) \\ &= \frac{1}{2P} \frac{\partial H}{\partial P} 2P = \frac{\partial H}{\partial P}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\dot{P} &= \frac{p}{\alpha} \left(-\frac{\partial H}{\partial q} \right) + q \alpha \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right) \\ &= \frac{p}{\alpha} \left(-\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\alpha p}{p^2 + \alpha^2 q^2} - \frac{\partial H}{\partial P} \alpha q \right) + q \alpha \left(-\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\alpha q}{p^2 + \alpha^2 q^2} + \frac{\partial H}{\partial P} \frac{p}{\alpha} \right) \\ &= -\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{p^2}{p^2 + \alpha^2 q^2} - \frac{\partial H}{\partial P} p q - \frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\alpha^2 q^2}{p^2 + \alpha^2 q^2} + \frac{\partial H}{\partial P} p q \\ &= -\frac{\partial H}{\partial Q} \frac{p^2 + \alpha^2 q^2}{p^2 + \alpha^2 q^2} \\ &= -\frac{\partial H}{\partial Q}\end{aligned}$$

Por lo que si $K = H(P, Q)$ entonces las anteriores ecuaciones son las ecuaciones de Hamilton (15.3) y por lo tanto la transformacion (15.2) es canónica. Vease que como $H = H(q, p)$ no depende de t entonces $K = H(P, Q)$ tampoco depende de t , es decir $\frac{\partial K}{\partial t} = 0$.

16. Mostrar que una funcion generatriz del segundo tipo cuya forma particular sea $F_2 = q_j P_j$, genera la transformacion identidad

Respuesta a Punto 2

De las ecuaciones de transformacion asociadas a la funcion generatriz $F_2(q_j, P_j)$ $j = 1, \dots, n$ dadas por:

$$Q_j = \frac{\partial F_2}{\partial P_j}, \quad p_j = \frac{\partial F_2}{\partial q_j} \quad \text{y} \quad K = H + \frac{\partial F_2}{\partial t} \quad (16,1)$$

Se tiene que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_2}{\partial t} &= 0 \Rightarrow K = H(Q_j, P_j) \\ Q_j &= \frac{\partial F_2}{\partial P_j} = \frac{\partial}{\partial P_j}(P_j q_j) = q_j \\ p_j &= \frac{\partial F_2}{\partial q_j} = \frac{\partial}{\partial q_j}(P_j q_j) = P_j \end{aligned}$$

De esta forma la matriz de transformacion M es tal que:

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\partial Q_i}{\partial q_j} & \frac{\partial Q_i}{\partial p_j} \\ \frac{\partial P_i}{\partial q_j} & \frac{\partial P_i}{\partial p_j} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{pmatrix}$$

17. Use una funci'on generatriz para construir una transformaci'on que intercambie cantidades de movimiento y coordenadas.

Respuesta a Punto 3

Dado que se busca una funcion generatriz $F' = F'(q_j, p_k, Q_l, P_m, t)$, $j = l, k = m = 1, \dots, n$ o $j = m, l = m = 1, \dots, n$, para algun j, k, l, m tal que la transformacion canonica M asociada satisfaga que:

$$\dot{\mathbf{X}} = M\dot{\mathbf{x}} \quad (17,1)$$

Donde:

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} Q_j \\ P_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_j \\ q_j \end{pmatrix}, \quad \mathbf{x} = \begin{pmatrix} q_j \\ p_j \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad M = \begin{pmatrix} \frac{\partial Q_j}{\partial q_i} & \frac{\partial Q_j}{\partial p_i} \\ \frac{\partial P_j}{\partial q_i} & \frac{\partial P_j}{\partial p_i} \end{pmatrix} \quad (17,2)$$

Por lo que de (17.2):

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\partial Q_j}{\partial q_i} & \frac{\partial Q_j}{\partial p_i} \\ \frac{\partial P_j}{\partial q_i} & \frac{\partial P_j}{\partial p_i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial p_j}{\partial q_i} & \frac{\partial p_j}{\partial p_i} \\ \frac{\partial q_j}{\partial q_i} & \frac{\partial q_j}{\partial p_i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \delta_{ij} \\ \delta_{ij} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (17,3)$$

Vease que M de (17.3) no es una transformacion canonica, pues:

$$M^T J M = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \neq J$$

Por lo que en su lugar se propone:

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} Q_j \\ P_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_j \\ -q_j \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad M = \begin{pmatrix} \frac{\partial Q_j}{\partial q_i} & \frac{\partial Q_j}{\partial p_i} \\ \frac{\partial P_j}{\partial q_i} & \frac{\partial P_j}{\partial p_i} \end{pmatrix} \quad (17,4)$$

Asi de (17.4):

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\partial Q_j}{\partial q_i} & \frac{\partial Q_j}{\partial p_i} \\ \frac{\partial P_j}{\partial q_i} & \frac{\partial P_j}{\partial p_i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial p_j}{\partial q_i} & \frac{\partial p_j}{\partial p_i} \\ \frac{\partial(-q_j)}{\partial q_i} & \frac{\partial(-q_j)}{\partial p_i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \delta_{ij} \\ -\delta_{ij} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (17,5)$$

Vease que M de (17.5) es una transformacion canonica, pues:

$$M^T J M = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} = J$$

Una una funcion generatriz que me genera este tipo de transformacion canonica es:

$$F(q_j, Q_j, t) = q_j Q_j \quad (17,6)$$

Pues de (17.6) se tiene que:

$$p_i = \frac{\partial F}{\partial q_i} = \frac{\partial}{\partial q_i}(q_j Q_j) = Q_i \quad y \quad P_i = -\frac{\partial F}{\partial Q_i} = -\frac{\partial}{\partial Q_i}(q_j Q_j) = -q_i$$

4. La ecuación de estado de un sólido monoatómico es

$$Pv + f(v) = \Gamma u \quad (4,1)$$

donde v es el volumen molar, Γ es la constante de Grüneisen y u es la energía interna molar debida a las vibraciones de la red. Demostrar que

$$\Gamma = \frac{\beta v}{c_V \kappa}$$

donde κ , es la compresibilidad isotérmica. Esta ecuación, conocida como relación de Grüneisen, juega un papel importante en la teoría del estado sólido.

Respuesta a Punto 4

Dado que la ecuacion de estado representa un sistema hidrostático con $u = u(P, v)$ entonces:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial P} \right)_v dP + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_P dv \quad (4,2)$$

Donde de (4.1):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial P} \right)_v &= \left(\frac{\partial}{\partial P} \left(P \frac{v}{\Gamma} + \frac{f(v)}{\Gamma} \right) \right)_v \\ &= \frac{v}{\Gamma} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_P &= \left(\frac{\partial}{\partial v} \left(P \frac{v}{\Gamma} + \frac{f(v)}{\Gamma} \right) \right)_P \\ &= \left(\frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{f(v)}{\Gamma} \right) \right)_P + \frac{P}{\Gamma} \left(\frac{\partial}{\partial v} (v) \right)_P \\ &= \frac{1}{\Gamma} \left(\frac{\partial f(v)}{\partial v} \right)_P + \frac{P}{\Gamma} \end{aligned}$$

Reemplazando en (4.2) tenemos que:

$$\begin{aligned}
 \Gamma dU = v dP + \left(\frac{\partial f(v)}{\partial v} \right)_P dv + P dv &\Rightarrow \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = \frac{v}{\Gamma} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v = c_V \\
 &\Rightarrow c_V = -\frac{v}{\Gamma} \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_v \\
 &\Rightarrow c_V = \frac{v}{\Gamma} \frac{\beta}{\kappa} \\
 &\Rightarrow \Gamma = \frac{\beta v}{c_V \kappa}
 \end{aligned}$$

5. En el caso de un gas paramagnético, derive la ecuación

$$dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V, \mathcal{M}} dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_{\mathcal{M}, T} + P \right] dV + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial \mathcal{M}} \right)_{T, V} - \mu_0 \mathcal{H} \right] d\mathcal{M}$$

Respuesta a Punto 5

Dado que este es un sistema hidrostático y paramagnético la primera ley de la termodinámica toma la forma:

$$dQ = dU - PdV + \mu_0 \mathcal{H} d\mathcal{M} \quad (5.1)$$

Donde las variables termodinámicas asociadas a un sistema hidrostático son T , P , V y las variables termodinámicas asociadas a un sistema paramagnético son T , \mathcal{H} , \mathcal{M} . Coordenadas de las cuales solo tres son independientes, siendo las más convenientes T, V, \mathcal{M} , por lo tanto

$$dU = dU(T, V, \mathcal{M}) = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V, \mathcal{M}} dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_{T, \mathcal{M}} dV + \left(\frac{\partial U}{\partial \mathcal{M}} \right)_{T, V} d\mathcal{M}$$

Reemplazando el diferencial de energía interna en (5.1) entonces:

$$\begin{aligned}
 dQ &= \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V, \mathcal{M}} dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_{T, \mathcal{M}} dV + \left(\frac{\partial U}{\partial \mathcal{M}} \right)_{T, V} d\mathcal{M} - PdV + \mu_0 \mathcal{H} d\mathcal{M} \\
 &= \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V, \mathcal{M}} dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_{T, \mathcal{M}} - P \right] dV + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial \mathcal{M}} \right)_{T, V} + \mu_0 \mathcal{H} \right] d\mathcal{M}
 \end{aligned}$$

6. Demuestre que el calor transferido durante un proceso cuasiestático infinitesimal de un gas ideal se puede escribir

$$dQ = \frac{C_V}{nR} V dP + \frac{C_P}{nR} P dV$$

Aplicando esta ecuación a un proceso adiabático, demuestre que $PV^\gamma = \text{const.}$

Respuesta a Punto 6

Dado que la ecuación de estado para un gas ideal es:

$$PV = nRT \quad (6.1) \quad \text{con} \quad \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0 \quad \text{y} \quad \left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_V = 0$$

Por lo que la energía interna cumple que $U = U(T)$

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT \Rightarrow C_V = \frac{dU}{dT} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad (6.2)$$

Por otro lado de la primera ley de la termodinamica para el gas ideal, desde las ecuacion (2.1) y (6.2), toma la forma:

$$dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + PdV = C_V dT + PdV \quad (6,3)$$

Donde

$$\begin{aligned} dT &= \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P dV + \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V dP \\ &= \frac{P}{nR} dV + \frac{V}{nR} dP \end{aligned}$$

Reemplazando en (6.3) tenemos que:

$$\begin{aligned} dQ &= C_V \left(\frac{P}{nR} dV + \frac{V}{nR} dP \right) + PdV \Rightarrow dQ = \frac{C_V}{nR} PdV + \frac{C_V}{nR} V dP + PdV \\ &\Rightarrow dQ = \frac{C_V}{nR} V dP + \left(\frac{C_V}{nR} + 1 \right) PdV \\ &\Rightarrow dQ = \frac{C_V}{nR} V dP + \left(\frac{C_V + nR}{nR} \right) PdV \\ &\Rightarrow dQ = \frac{C_V}{nR} V dP + \frac{C_P}{nR} PdV \quad (6,4) \end{aligned}$$

Donde se uso que $C_P - C_V = nR$ para un gas ideal. Ahora si consideramos tambien que es gas esta sometido a un proceso adiabatico entonces de (6.4)

$$\begin{aligned} dQ = 0 &\Rightarrow \frac{C_V}{nR} V dP + \frac{C_P}{nR} PdV = 0 \\ &\Rightarrow \frac{C_V}{nR} V dP = -\frac{C_P}{nR} PdV \\ &\Rightarrow \frac{C_P}{C_V} \frac{dV}{V} = -\frac{dP}{P} \\ &\Rightarrow \gamma \ln(V) = -\ln(P) + C \\ &\Rightarrow \ln(V^\gamma) = \ln(P^{-1}) + C \\ &\Rightarrow V^\gamma = P^{-1} e^C \\ &\Rightarrow PV^\gamma = e^C = \text{constante} \end{aligned}$$

7. Un mol de un sistema paramagnético ideal obedece la ley de Curie.

$$\mathcal{M} = \frac{C_C \mathcal{H}}{T}$$

Donde \mathcal{M} es la magnetización y \mathcal{H} es un campo magnético externo, con constante de Curie C_C . Suponga que la energía interna U es función de T únicamente, de modo que $dU = C_{V,\mathcal{M}} dT$, donde $C_{V,\mathcal{M}}$ es una capacidad calorífica a volumen y magnetización constantes. Demostrar que la ecuación de la familia de superficies adiabáticas es

$$\frac{C_{V,\mathcal{M}}}{nR} \ln T + \ln V = \frac{\mu_0 \mathcal{M}^2}{2nRC_C} + \ln A,$$

Donde A es una constante.

Respuesta a Punto 7

Dado que este es un sistema paramagnetico e hidrostático con función de energía interna $U = U(T)$ tal que $dU = C_{V,\mathcal{M}}dT$, entonces de el ejercicio 5 tenemos que la primera ley de la termodinámica queda:

$$dQ = C_{V,\mathcal{M}}dT + PdV - \mu_0\mathcal{H}d\mathcal{M} \quad (7,1) \quad \text{donde} \quad \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{\mathcal{M},T} = 0 \quad \text{y} \quad \left(\frac{\partial U}{\partial \mathcal{M}}\right)_{T,V} = 0$$

Y para un proceso adiabático $dQ = 0$ entonces de (7.1) tenemos que:

$$0 = C_{V,\mathcal{M}}dT + PdV - \mu_0\mathcal{H}d\mathcal{M} \quad \Rightarrow \quad C_{V,\mathcal{M}} + P\frac{dV}{dT} = \mu_0\mathcal{H}\frac{d\mathcal{M}}{dT} \quad (7,2)$$

Donde para un gas ideal y para un sistema paramagnetico se cumplen respectivamente que:

$$PV = nRT \quad \text{y} \quad \mathcal{M} = \frac{C_C\mathcal{H}}{T} \quad \Rightarrow \quad V = \frac{nRT}{P} \quad \text{y} \quad \frac{d\mathcal{M}}{dT} = -\frac{C_C\mathcal{H}}{T^2}$$

Reemplazando en (7.2)

$$\begin{aligned} C_{V,\mathcal{M}} + P\frac{dV}{dT} &= \mu_0\mathcal{H}\frac{d\mathcal{M}}{dT} \quad \Rightarrow \quad \frac{nRT}{V}dV = -\left(C_{V,\mathcal{M}} + \mu_0\mathcal{H}\frac{C_C\mathcal{H}}{T^2}\right)dT \\ &\Rightarrow \quad \frac{nR}{V}dV + C_{V,\mathcal{M}}\frac{dT}{T} + \mu_0C_C\mathcal{H}^2\frac{dT}{T^3} = 0 \\ &\Rightarrow \quad nR\ln(V) + C_{V,\mathcal{M}}\ln(T) - \frac{\mu_0C_C\mathcal{H}^2}{2T^2} = C \\ &\Rightarrow \quad nR\ln(V) + C_{V,\mathcal{M}}\ln(T) - \frac{\mathcal{M}^2}{2C_C} = C \quad \frac{\mathcal{H}^2}{T^2} = \frac{\mathcal{M}^2}{C_C^2} \\ &\Rightarrow \quad \frac{C_{V,\mathcal{M}}}{nR} + \ln(V) = \frac{\mathcal{M}^2}{2C_CnR} + \ln(A) \quad \text{donde } A = e^C = \text{constante} \end{aligned}$$

8. La figura 1, se representa un diagrama PV simplificado del ciclo de gas ideal de Joule. Todos los procesos son cuasi-estáticos y C_P es constante. Demuestre que la eficiencia térmica de un motor que realiza este ciclo es

$$\eta = 1 - \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}$$

figura 1. Ciclo de gas ideal Joule

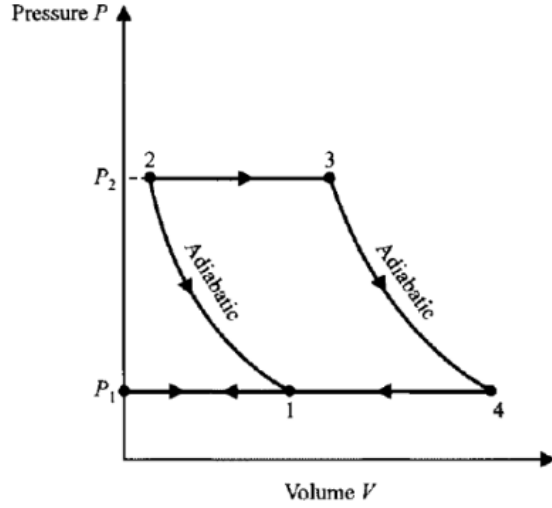
Respuesta a Punto 8

Dado que durante todo el ciclo se tiene que durante proceso isobarico se cumple

$$\begin{aligned} C_P = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P \quad &\Rightarrow \quad Q_{12} = C_P \int_{T_1}^{T_2} dT = C_P(T_2 - T_1) \quad (8,1,1) \quad \text{si el calor es absorbido} \\ &\Rightarrow \quad Q_{12} = -C_P \int_{T_1}^{T_2} dT = -C_P(T_2 - T_1) \quad (8,1,2) \quad \text{si el calor es cedido} \end{aligned}$$

Como de $1 \rightarrow 2$ es un proceso adiabático entonces $dQ = 0$ y por lo tanto

$$P_1V_1^\gamma = P_2V_2^\gamma \quad (8,2)$$



De $2 \rightarrow 3$ es un proceso isobarico el calor absorbido por el sistema es:

$$Q_{2 \rightarrow 3} = C_P \Delta T = C_P (T_3 - T_2) \quad \text{Aplicando (8.1.1)}$$

De $3 \rightarrow 4$ es un proceso adiabatico:

$$P_1 V_4^\gamma = P_2 V_3^\gamma \quad (8.3)$$

Por ultimo de $4 \rightarrow 1$ es un proceso isocorico por lo que el calor absorbido es

$$Q_{4 \rightarrow 1} = C_V \Delta T = C_P (T_4 - T_1) \quad \text{Aplicando (8.1.2)}$$

Dividiendo ahora las expresiones (8.2) y (8.3) tenemos que:

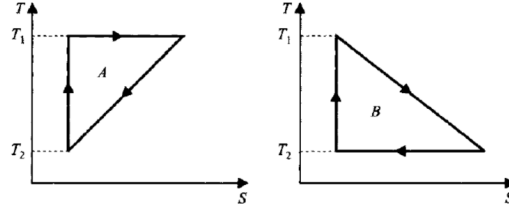
$$\begin{aligned} \frac{V_1^\gamma}{V_4^\gamma} &= \frac{V_2^\gamma}{V_3^\gamma} \Rightarrow \frac{V_1}{V_4} = \frac{V_2}{V_3} \\ &\Rightarrow V_1 V_3 = V_2 V_4 \quad (8.4) \end{aligned}$$

Por la definicion de eficiencia:

$$\begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{Q_{4 \rightarrow 1}}{Q_{2 \rightarrow 3}} = 1 - \frac{C_P (T_4 - T_1)}{C_P (T_3 - T_2)} \\ &= 1 - \frac{T_3 - T_2}{T_4 - T_1} = 1 - \frac{\frac{P_1 V_4}{nR} - \frac{P_1 V_1}{nR}}{\frac{P_2 V_3}{nR} - \frac{P_2 V_2}{nR}} \quad \text{Aplicando (6.1)} \\ &= 1 - \frac{P_1 V_4 - P_1 V_1}{P_2 V_3 - P_2 V_2} = 1 - \frac{P_1}{P_2} \frac{V_3 - V_2}{V_1 - V_4} \\ &= 1 - \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma \frac{V_4 - V_1}{V_3 - V_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} \frac{V_4 V_2 - V_1 V_2}{V_3 V_1 - V_2 V_1} \quad \text{Aplicando (8.2)} \\ &= 1 - \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} \frac{V_3 V_1 - V_2 V_1}{V_3 V_1 - V_2 V_1} = 1 - \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} \quad \text{Aplicando (8.4)} \\ &= 1 - \left(\frac{V_2^\gamma}{V_1^\gamma} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 1 - \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \text{Aplicando (8.2)} \end{aligned}$$

9. (a) Deduzca la expresión para la eficiencia de un motor de Carnot directamente de un diagrama TS

(Temperatura vs Entropía). (b) Compare las eficiencias de los ciclos A y B de la Figura 2. figura 2.



Respuesta a Punto 9

Dado que el calor y la entropía están relacionada por la ecuación:

$$dQ = TdS \quad (9.1)$$

- a. En un diagrama PV de un ciclo de Carnot consiste de dos curvas adiabáticas, las cuales en un diagrama TS consisten de dos líneas rectas que representan la entropía constante para distintos valores de la temperatura, pero a diferencia del diagrama anterior, este diagrama también consistirá de dos curvas isotérmicas representadas por dos líneas horizontales conectando las dos líneas adiabáticas, como se ve en la figura 1. De esta manera la eficiencia va estar dada por

$$\begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{Q_{4 \rightarrow 1}}{Q_{2 \rightarrow 3}} = 1 - \frac{|Q_L|}{|Q_H|} \\ &= 1 - \frac{T_L \Delta S_L}{T_H \Delta S_H} \quad \text{Aplicando (9.1)} \\ &= 1 - \frac{T_L}{T_H} \end{aligned}$$

Esto último debido a que $2 \rightarrow 3$ y $4 \rightarrow 1$ son isoentropicos es decir $S_3 = S_2$ y $S_4 = S_1 \Rightarrow \Delta S_L = \Delta S_H$

- b. Del diagrama de la izquierda obtenemos que:

$$\begin{aligned} |Q_H| &= T_1(S_1 - S_2) = T_1 \Delta S_H \\ |Q_L| &= - \int_{S_1}^{S_2} T(S) dS = - \int_{S_1}^{S_2} \left(\frac{T_1 - T_2}{S_1 - S_2} S - \frac{T_1 S_2 - T_2 S_1}{S_1 - S_2} \right) dS \\ &= - \left(\frac{T_1 - T_2}{S_1 - S_2} \frac{S_2^2 - S_1^2}{2} - \frac{T_1 S_2 - T_2 S_1}{S_1 - S_2} (S_2 - S_1) \right) \\ &= - \left(T_2 - T_1 \frac{S_2 + S_1}{2} + T_1 S_2 - T_2 S_1 \right) \\ &= - \left(\frac{1}{2} T_2 S_1 + \frac{1}{2} T_2 S_2 - \frac{1}{2} T_1 S_1 - \frac{1}{2} T_1 S_2 + T_1 S_2 - T_2 S_1 \right) \\ &= - \left(-\frac{1}{2} T_1 S_1 + \frac{1}{2} T_1 S_2 - \frac{1}{2} T_2 S_1 + \frac{1}{2} T_2 S_2 \right) \\ &= - \left(\frac{1}{2} T_1 (S_2 - S_1) + \frac{1}{2} T_2 (S_2 - S_1) \right) \\ &= \frac{1}{2} (T_1 + T_2) (S_1 - S_2) \end{aligned}$$

De esta manera la eficiencia queda:

$$\eta_L = 1 - \frac{|Q_L|}{|Q_H|} = 1 - \frac{T_1 + T_2}{2T_1} = \frac{T_1 - T_2}{2T_1}$$

Ahora del diagrama de la derecha obtenemos que:

$$\begin{aligned} |Q_L| &= T_2(S_2 - S_1) \\ |Q_H| &= \int_{S_1}^{S_2} T(S) dS = \int_{S_1}^{S_2} \left(\frac{T_2 - T_1}{S_2 - S_1} S - \frac{T_2 S_1 - T_1 S_2}{S_2 - S_1} \right) dS \\ &= \left(\frac{T_2 - T_1}{S_2 - S_1} \frac{S_2^2 - S_1^2}{2} - \frac{T_2 S_1 - T_1 S_2}{S_2 - S_1} (S_2 - S_1) \right) \\ &= \left(T_2 - T_1 \frac{S_2 + S_1}{2} - T_2 S_1 + T_1 S_2 \right) \\ &= \left(-\frac{1}{2} T_1 S_1 - \frac{1}{2} T_1 S_2 + \frac{1}{2} T_2 S_1 + \frac{1}{2} T_2 S_2 - T_2 S_1 + T_1 S_2 \right) \\ &= \left(-\frac{1}{2} T_1 S_1 + \frac{1}{2} T_1 S_2 - \frac{1}{2} T_2 S_1 + \frac{1}{2} T_2 S_2 \right) \\ &= \left(\frac{1}{2} T_1 (S_2 - S_1) + \frac{1}{2} T_2 (S_2 - S_1) \right) \\ &= \frac{1}{2} (T_1 + T_2) (S_2 - S_1) \end{aligned}$$

Por lo que ahora la eficiencia queda:

$$\eta_R = 1 - \frac{|Q_L|}{|Q_H|} = 1 - \frac{2T_2}{T_1 + T_2} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2}$$

Si realizamos la diferencia de estas dos eficiencias tenemos que:

$$\begin{aligned} \eta_L - \eta_R &= \frac{T_1 - T_2}{2T_1} - \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2} = \frac{(T_1 - T_2)(T_1 + T_2) - 2T_1(T_1 - T_2)}{2T_1(T_1 + T_2)} \\ &= \frac{T_1^2 - T_2^2 - 2T_1^2 + 2T_1 T_2}{2T_1(T_1 + T_2)} = \frac{-T_1^2 + 2T_1 T_2 - T_2^2}{2T_1(T_1 + T_2)} \\ &= \frac{-(T_1 - T_2)^2}{2T_1(T_1 + T_2)} < 0 \end{aligned}$$

De esta forma el ciclo de la derecha es mas eficiente que el de la izquierda.

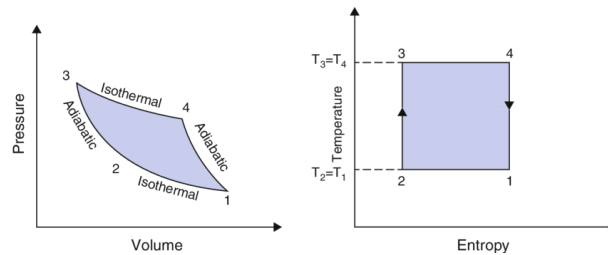


Figura 1: Diagrama TS de un ciclo de Carnot

10. La capacidad calorífica molar a campo magnético constante de un sólido paramagnético a bajas temperaturas varía con la temperatura y el campo según la relación

$$C_{\mathcal{H}} = \frac{B + C\mathcal{H}}{T^2} + DT^2$$

donde B, C y D son constantes. ¿Cuál es el cambio de entropía de n moles de material cuando la temperatura cambia de T_i a T_f mientras que \mathcal{H}_0 permanece constante en el valor \mathcal{H}

Respuesta a Punto 10

La entropía esta definida por:

$$\begin{aligned}
 dQ = TdS &\Rightarrow \left(\frac{dQ}{dT} \right)_{\mathcal{H}} = T \left(\frac{dS}{dT} \right)_{\mathcal{H}} \\
 &\Rightarrow C_{\mathcal{H}} = T \left(\frac{dS}{dT} \right)_{\mathcal{H}} \\
 &\Rightarrow dS = \frac{C_{\mathcal{H}}}{T} dT \\
 &\Rightarrow dS = \left(\frac{B + C\mathcal{H}_0^2}{T^2} + DT^2 \right) \frac{dT}{T} \\
 &\Rightarrow S = \int_{T_i}^{T_f} \left(\frac{B + C\mathcal{H}_0^2}{T^2} + DT^2 \right) \frac{dT}{T} \\
 &\Rightarrow S = \int_{T_i}^{T_f} \left(\frac{B + C\mathcal{H}_0^2}{T^3} + DT \right) dT \\
 &\Rightarrow S = \left[-\frac{B + C\mathcal{H}_0^2}{2T^2} + D\frac{T^2}{2} \right]_{T_i}^{T_f} \\
 &\Rightarrow S = -\frac{B + C\mathcal{H}_0^2}{2T_f^2} + D\frac{T_f^2}{2} + \frac{B + C\mathcal{H}_0^2}{2T_i^2} - D\frac{T_i^2}{2} \\
 &\Rightarrow S = \frac{B + C\mathcal{H}_0^2}{2} \left(\frac{1}{T_i^2} - \frac{1}{T_f^2} \right) + D \left(\frac{T_f^2}{2} - \frac{T_i^2}{2} \right) \\
 &\Rightarrow S = \frac{B + C\mathcal{H}_0^2}{2} \left(\frac{T_f^2 - T_i^2}{T_i^2 T_f^2} \right) + D \left(\frac{T_f^2 - T_i^2}{2} \right) \\
 &\Rightarrow S = \frac{T_f^2 - T_i^2}{2} \left[\left(\frac{B + C\mathcal{H}_0^2}{T_i^2 T_f^2} \right) + D (T_f^2 - T_i^2) \right]
 \end{aligned}$$