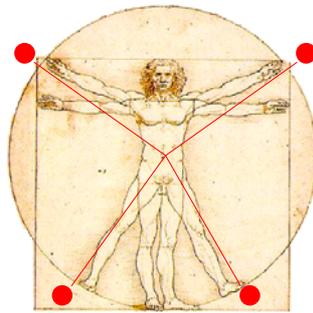


TECNOLOGÍ@ y DESARROLLO

Revista de Ciencia, Tecnología y Medio Ambiente

VOLUMEN II. AÑO 2004

SEPARATA



TEMPERATURAS EQUIVALENTES PARA COMPARACIÓN CON CICLOS
DE CARNOT.

Fernando Arranz Merino, Antonio Gamboa Suárez, Yolanda Burón Fernández,
Esther Rincón Rincón



UNIVERSIDAD ALFONSO X EL SABIO
Escuela Politécnica Superior

Villanueva de la Cañada (Madrid)

© Del texto: Fernando Arranz Merino, Antonio Gamboa Suárez, Yolanda Burón Fernández, Esther Rincón Rincón
Julio, 2004

http://www.uax.es/publicaciones/archivos/TECTIN04_004.pdf

© De la edición: *Revista Tecnológí@ y desarrollo*
Escuela Politécnica Superior.
Universidad Alfonso X el Sabio.
28691, Villanueva de la Cañada (Madrid).
ISSN: 1696-8085
Editor: Julio Merino García tecnologia@uax.es

No está permitida la reproducción total o parcial de este artículo, ni su almacenamiento o transmisión ya sea electrónico, químico, mecánico, por fotocopia u otros métodos, sin permiso previo por escrito de la revista.

Tecnológí@ y desarrollo. ISSN 1696-8085. Vol.II. 2004.

TEMPERATURAS EQUIVALENTES PARA COMPARACIÓN CON CICLOS DE CARNOT.

Fernando Arranz Merino^a, Antonio Gamboa Suárez^b, Yolanda Burón Fernández^c, Esther Rincón Rincón^a

^aDr Ing. Industrial, ^bIng. Químico, ^cIng. Industrial

Departamento de Tecnología Industrial, Escuela Politécnica Superior, Universidad Alfonso X el Sabio. Avda. De la Universidad nº1, Villanueva de la Cañada, 28691 Madrid. España. Tlf.:918109758, email: farranz@uax.es

RESUMEN: En el presente artículo se estudia como definir temperaturas equivalentes para diferentes ciclos que permitan expresar el rendimiento de una forma análoga al del ciclo de Carnot. Cuando en ciclos sencillos endorreversibles se consideran variaciones como la regeneración o cuando se consideran procesos con fuerzas disipativas, las temperaturas equivalentes deben modificar su definición. El análisis realizado permite profundizar en las causas de variación del rendimiento y facilitar la comprensión de las irreversibilidades externas y su influencia en el rendimiento.

PALABRAS CLAVE: temperatura equivalente, rendimiento térmico, ciclo de Carnot.

ABSTRACT: This paper deals with equivalent temperatures definition for a range of cycles which allows to express the cycle efficiency similarly to the Carnot's cycle. In simple frictionless cycles when variations are considered in example regenerative feed heating or whenever processes with dissipative forces are considered, definition for equivalent temperatures must be modified. The carried out analysis provides a way for deep understanding in efficiency variation causes and make it easier the comprehension of external irreversibilities and their influence over the efficiency.

KEY-WORDS: equivalent temperature, thermal efficiency, Carnot's cycle

1. Introducción

Cuando se explica el ciclo de Rankine, es habitual continuar con las modificaciones que permiten mejorar su rendimiento y justificarlo como resultado del aumento de temperatura de entrada de calor al sistema, bien por sobrecalentamiento o recalentamiento [Aguilar, 94], [Lacalle et al., 93], [Jones y Dugan, 97].

En muchos textos se indican los procesos regenerativos también como medio de acercar el ciclo a uno de Carnot, por sangrado de turbinas si es un ciclo de Rankine, eliminando

http://www.uax.es/publicaciones/archivos/TECTIN04_004.pdf

así parcialmente la aportación del calor al sistema a temperatura variable hasta alcanzar la saturación [Lacalle et al., 93], [Jones y Dugan, 97]. La regeneración en los ciclos ideales de Stirling y Ericsson permitiría obtener un rendimiento igual al de un ciclo de Carnot funcionando entre las mismas temperaturas extremas [Jones y Dugan, 97].

Para justificar cuantitativamente la mejora que se produce en el rendimiento de un ciclo cuando aumenta la temperatura media del sistema durante el proceso de entrada de calor se pueden utilizar unas temperaturas equivalentes para comparación con ciclos de Carnot [Lacalle et al., 93]. En concreto, Lacalle define la temperatura media de entrada de calor (T_{1m}) como promedio en variación de entropía según (ec. 1.1). En la Figura 1.1 se observan las temperaturas equivalentes que permitirían expresar el rendimiento del ciclo, si es endorreversible, en forma análoga al de un ciclo de Carnot (ec. 1.2).

$$T_{1m} = \frac{\int_a^b T \cdot ds}{s_b - s_a} \quad (\text{ec. 1.1})$$

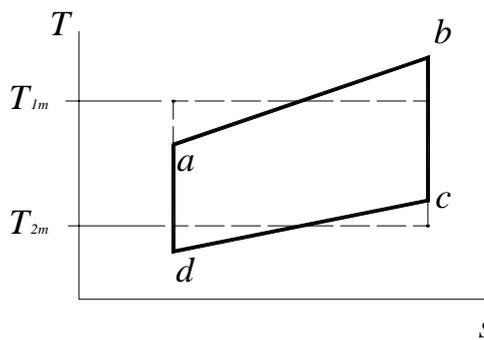


Figura 1.1 Temperaturas equivalentes.

$$\eta = 1 - \frac{T_{2m}}{T_{1m}} \quad (\text{ec. 1.2})$$

El rendimiento del ciclo de Carnot es el máximo obtenible entre dos focos, pero en las máquinas reales de combustión externa, existirá un salto de temperaturas finito entre el sistema y el foco, necesitándose menor superficie de contacto cuanto mayor es la diferencia de temperatura. El rendimiento de la máquina sin embargo, disminuye con el aumento de los saltos de temperatura. El enfoque habitual para analizar este tema es el de la destrucción exergética en una transferencia de calor sistema-entorno [Russell y Adebisi, 97], [Gómez et al., 90], [Cengel y Boles, 96].

Debe tenerse en cuenta también que, cuando la fuente de calor son los productos de una combustión externa al fluido motor, estos van perdiendo temperatura a medida que ceden calor y por tanto, el ciclo óptimo no sería ya un Carnot con la temperatura máxima sino el ciclo trilateral o cuadrilateral [Russell y Adebisi, 93]. En la Figura 1.2 se observa que el ciclo de tres lados se limita por una línea discontinua por la izquierda indicativa de la temperatura mínima de expulsión de los humos para minimizar los efectos de la corrosión.

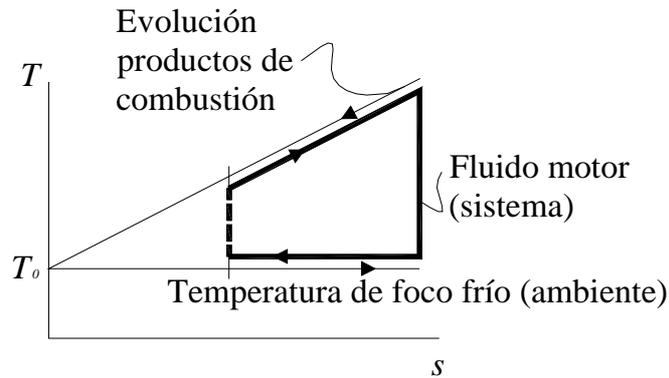


Figura 1.2 Ciclos trilateral y cuadrilateral óptimos.

Cuando los motores son de combustión interna no hay salto de temperatura entre fuente de calor y sistema, aunque la combustión tampoco está libre de pérdida de trabajo útil analizada como destrucción exérgica química [Lacalle et al., 93], [Gómez et al., 90].

A la vista de lo expuesto anteriormente, es necesario realizar un análisis completo y ordenado para resolver ciertas cuestiones que surgen, como determinar en que casos es rigurosamente cierto que un aumento en la temperatura media de entrada de calor mejora el rendimiento del motor o si se puede explicar exclusivamente con dicho aumento de temperatura. También debe aclararse como determinar temperaturas equivalentes para expresar el rendimiento en forma análoga al de un ciclo de Carnot, sólo con temperaturas, según diferentes tipos de ciclos y procesos que los componen. Por último hay que investigar si la definición de temperaturas equivalentes facilita la comprensión de la incidencia de las irreversibilidades externas en el rendimiento del ciclo motor, entendiendo irreversibilidades externas como las diferencias finitas de temperatura sistema-entorno [Arranz et al., 04]

2 Temperaturas equivalentes para el sistema

En el desarrollo del artículo se tratarán indistintamente ciclos asociados a sistemas cerrados y ciclos asociados a dispositivos de flujo estacionario, pero en tanto que se considera el ciclo completo, las expresiones obtenidas son de validez general.

Se utilizará la palabra “foco” para el entorno cuya temperatura no cambia aunque se intercambie calor con el sistema, mientras que las “fuentes” y “sumideros” de calor son partes del entorno cuya temperatura puede modificarse por intercambio de calor con el sistema estudiado.

En el presente artículo se considerarán diversas formas de definir temperaturas equivalentes, en función del ciclo estudiado. Se irán introduciendo definiciones según la siguiente nomenclatura:

T_{eq}^* Promedio en entropía en un proceso.

T_{eq}^{**} Promedio en entropía en todos los procesos de entrada/salida de calor de un ciclo.

T_{eq}^{***} Promedio en entropía en todos los procesos de entrada/salida de calor de un ciclo, normalizada respecto de un incremento de entropía de referencia ΔS_T

T_{eq}^{****} Promedio en entropía en todos los procesos de entrada/salida de calor de un ciclo, normalizada respecto de un incremento de entropía de referencia ΔS_T y respecto de un flujo másico de referencia \dot{m}_T

2.1 Procesos endorreversibles convencionales

Para un ciclo endorreversible con cuatro procesos, dos de ellos adiabáticos, como pueda ser el de Brayton (Figura 2.1), la definición de temperatura equivalente se puede hacer como promedio en variación de entropías en los procesos no adiabáticos (ec. 2.1) T_{eq}^* . Entonces los incrementos de entropía en proceso de entrada y salida de calor se simplifican en numerador y denominador de la expresión de rendimiento.

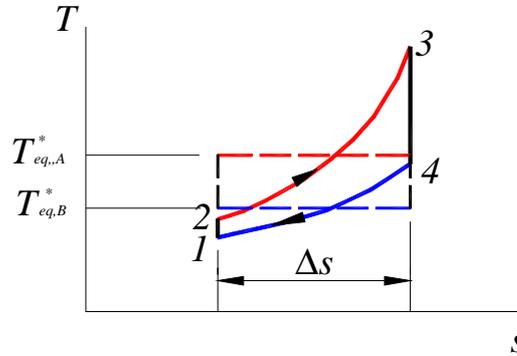


Figura 2.1. Ciclo con intercambios de calor no isotermos.

$$\left. \begin{aligned} T_{eq,B}^* &= \frac{\int_1^2 T \cdot ds}{\int_1^2 ds} \\ T_{eq,A}^* &= \frac{\int_3^4 T \cdot ds}{\int_3^4 ds} \end{aligned} \right\} \quad (\text{ec. 2.1})$$

Entonces la expresión del rendimiento:

$$\eta = 1 + \frac{q_{sal}}{q_{ent}} = 1 + \frac{\int_1^2 T \cdot ds}{\int_3^4 T \cdot ds}$$

se puede transformar:

$$\eta = 1 - \frac{T_{eq,B}^* \cdot |\Delta s_{4-1}|}{T_{eq,A}^* \cdot |\Delta s_{2-3}|} = 1 - \frac{T_{eq,B}^*}{T_{eq,A}^*}$$

Para dar mayor generalidad al procedimiento de cálculo de las temperaturas equivalentes, considerando un ciclo con procesos endorreversibles cualesquiera, la temperatura equivalente para la entrada de calor se obtendrá promediando en variación de entropía todos aquellos procesos de calor entrante, no necesariamente limitados por procesos adiabáticos T_{eq}^{**} (ec. 2.2). En la Figura 2.2 se representa un ciclo con dos isóbaras y dos isócoras, la temperatura equivalente de entrada de calor debe calcularse en los procesos 1 a 2 y 2 a 3. Análogamente se tratarían los procesos de calor saliente del sistema.

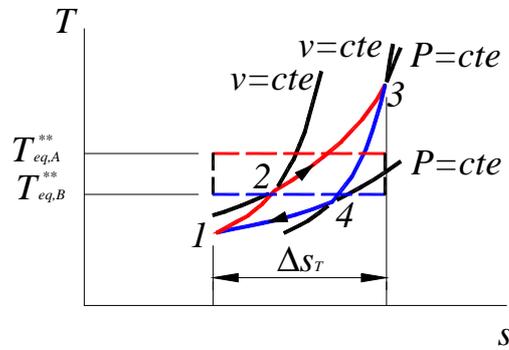


Figura 2.2 Ciclo sin procesos adiabáticos.

$$\left. \begin{aligned} T_{eq,B}^{**} &= \frac{\int_{q,sal} T \cdot ds}{\int_{q,sal} ds} \\ T_{eq,A}^{**} &= \frac{\int_{q,ent} T \cdot ds}{\int_{q,ent} ds} \end{aligned} \right\} \quad (\text{ec. 2.2})$$

Entonces la expresión del rendimiento:

$$\eta = 1 + \frac{q_{sal}}{q_{ent}} = 1 + \frac{\int_{q,sal} T \cdot ds}{\int_{q,ent} T \cdot ds}$$

se puede transformar:

$$\eta = 1 - \frac{T_{eq,B}^{**} \cdot |\Delta s_{q,sal}|}{T_{eq,A}^{**} \cdot |\Delta s_{q,ent}|} = 1 - \frac{T_{eq,B}^{**}}{T_{eq,A}^{**}}$$

Puesto que todos los procesos son endorreversibles, las variaciones de entropía se deben exclusivamente a intercambios de calor con el exterior y serán iguales para calor entrante y saliente, por lo que se simplifican directamente en el cociente.

$$|\Delta s_{q,sal}| = |\Delta s_{q,ent}| = \Delta s_T$$

2.2 Modificaciones cuando se considera regeneración

En los ciclos regenerativos se aprovecha parte del calor que salía del sistema hacia el foco frío, para aumentar la temperatura del propio sistema en otra parte del ciclo, ahorrando así combustible.

En la Figura 2.3 se representa el ciclo de Ericsson, donde el compresor realiza un proceso isoterma por refrigeración simultánea a la compresión y la turbina también realiza un proceso isoterma por entrada de calor simultánea a la expansión. El intercambiador de calor o regenerador se supone con un rendimiento del 100% y el fluido motor es gas ideal con c_p constante.

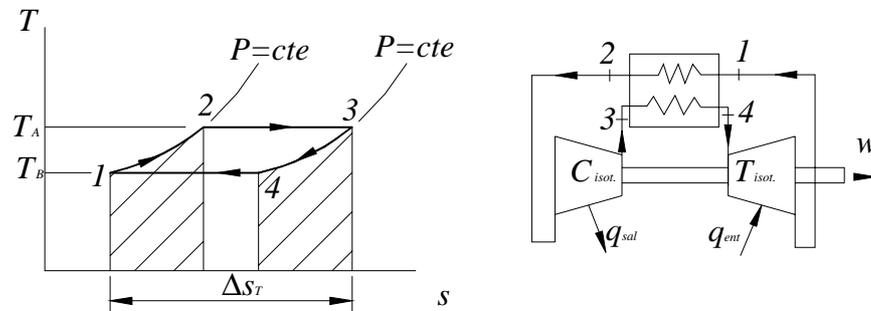


Figura 2.3 Ciclo regenerativo de Ericsson.

Entonces, el rendimiento térmico del ciclo, calculado con los calores entrantes y salientes al sistema se puede expresar en función de T_A y T_B . Puesto que el sistema (fluido motor) sólo intercambia calor con el entorno en los procesos isoterms, estos son los únicos a tener en cuenta para calcular el rendimiento.

$$\Delta s_{1-2} = c_p \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = c_p \cdot \ln\left(\frac{T_3}{T_4}\right) = -\Delta s_{3-4}$$

$$|\Delta s_{2-3}| = |\Delta s_T| - |\Delta s_{1-2}| = |\Delta s_T| - |\Delta s_{3-4}| = |\Delta s_{4-1}|$$

$$\eta = 1 + \frac{q_{sal}}{q_{ent}} = 1 - \frac{T_B \cdot |\Delta s_{4-1}|}{T_A \cdot |\Delta s_{2-3}|} = 1 - \frac{T_B}{T_A}$$

El ciclo de Stirling se puede estudiar de forma análoga, sustituyendo las isóbaras por isócoras.

Hay ciclos regenerativos en los que el incremento de entropía es diferente para entrada y salida de calor. Puede suponerse un ciclo como el de la Figura 2.4, en el que a la salida del intercambiador, la temperatura será T_i intermedia entre T_A y T_B , puesto que los

calores específicos son diferentes para presión constante y volumen constante. Si se considera gas ideal y procesos endorreversibles, la conservación de la energía en el intercambiador de calor o regenerador teórico permitiría calcular la temperatura T_i .

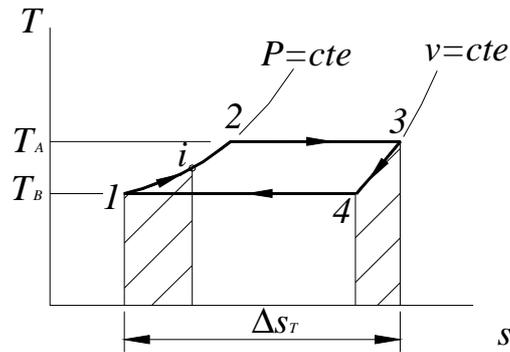


Figura 2.4 Regeneración con diferente incremento de entropía.

$$-q_{3-4} = c_v \cdot (T_3 - T_4) = c_p \cdot (T_i - T_1) = q_{1-i}$$

$$\eta = 1 + \frac{q_{sal}}{q_{ent}} = 1 + \frac{\int_{i,sal} T \cdot ds}{\int_{j,ent} T \cdot ds}$$

$$|\Delta s_{4-1}| > |\Delta s_{i-3}| \quad (\text{ec. 2.3})$$

Puesto que los calores intercambiados son iguales y en procesos endorreversibles se puede calcular el calor integrando $T ds$, las áreas rayadas en la Figura 2.4 deben ser iguales. La pendiente de $P=cte$ es menor que la pendiente de la isócora y por tanto el incremento de entropía de 1 a i debe ser mayor que el de 3 a 4. Como Δs_T es igual en el proceso 1-2-3 y en el proceso 3-4-1, se deduce la desigualdad (ec. 2.3). Para obtener unidades de temperatura y poder simplificar en numerador y denominador de la expresión del rendimiento, se puede tomar como incremento de entropía de referencia el que correspondería a un ciclo sin regeneración Δs_T (ec. 2.4), aparece entonces una nueva forma de definir temperatura equivalente T_{eq}^{***} .

$$\left. \begin{aligned} T_{eq,B}^{***} &= \frac{\left| \int_{q,sal} T \cdot ds \right|}{|\Delta s_T|} \\ T_{eq,A}^{***} &= \frac{\left| \int_{q,ent} T \cdot ds \right|}{|\Delta s_T|} \end{aligned} \right\} \quad (\text{ec. 2.4})$$

Donde la integral sobre calor entrante se realiza, para el ejemplo de la Figura 2.4, entre los estados i y 3 , y para el calor saliente entre los estados 4 y 1 . De esta manera, el rendimiento se puede poner en función exclusiva de las temperaturas.

$$\eta = 1 - \frac{T_{eq,B}^{***} \cdot \Delta s_T}{T_{eq,A}^{***} \cdot \Delta s_T} = 1 - \frac{T_{eq,B}^{***}}{T_{eq,A}^{***}}$$

Si se utilizan las temperaturas promediadas en entropía según se definieron en (ec. 2.2), los incrementos de entropía no se simplifican en numerador y denominador (ec. 2.5) y queda mas patente que la modificación del rendimiento no se debe exclusivamente a la temperatura media de entrada de calor.

$$\eta = 1 - \frac{T_{eq,B}^{**}}{T_{eq,A}^{**}} \cdot \frac{|\Delta s_{4-1}|}{|\Delta s_{i-3}|} \quad (\text{ec. 2.5})$$

Utilizando ciclos de Brayton con regeneración parcial como los de la Figura 2.5, para la que las temperaturas equivalentes representadas se calculan según (ec. 2.4), se concluye que la mejora en el rendimiento no siempre se puede asociar a un aumento de la temperatura media de entrada de calor al sistema. Ninguno de los dos ciclos con regeneración parcial representa la regeneración real, son casos hipotéticos para estudiar el efecto de la temperatura media de entrada de calor al sistema.

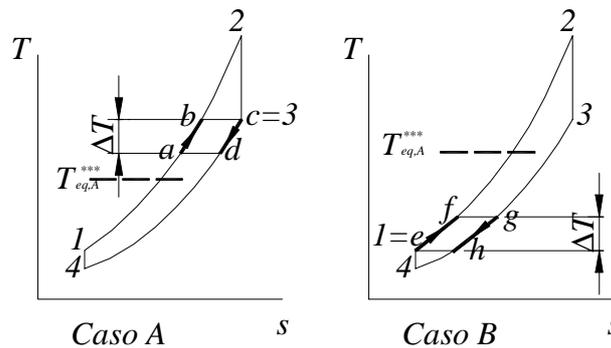


Figura 2.5 Brayton, temperatura de aportación de calor.

$$\left. \begin{aligned} T_{eq,B}^{****} &= \frac{\dot{m}_b \cdot \left| \int_B^4 T \cdot ds \right|}{(\dot{m}_b + \dot{m}_a) \cdot \Delta s_T} \\ T_{eq,A}^{****} &= \frac{(\dot{m}_b + \dot{m}_a) \cdot \left| \int_7^1 T \cdot ds \right|}{(\dot{m}_b + \dot{m}_a) \cdot \Delta s_T} \end{aligned} \right\} \quad (\text{ec. 2.6})$$

Entonces la expresión del rendimiento:

$$\eta = 1 + \frac{\dot{Q}_{sal}}{\dot{Q}_{ent}} = 1 + \frac{\dot{m}_b \cdot \int_B^4 T \cdot ds}{(\dot{m}_a + \dot{m}_b) \cdot \int_7^1 T \cdot ds}$$

se puede transformar:

$$\eta = 1 - \frac{(\dot{m}_a + \dot{m}_b) \cdot \Delta s_T \cdot T_{eq,B}^{****}}{(\dot{m}_a + \dot{m}_b) \cdot \Delta s_T \cdot T_{eq,A}^{****}} = 1 - \frac{T_{eq,B}^{****}}{T_{eq,A}^{****}}$$

En la (ec. 2.6) se utilizan los valores de flujo másico e incremento de entropía del ciclo sin regeneración para obtener la temperatura equivalente que permita una expresión del rendimiento en función sólo de las temperaturas. Si se utilizan las temperaturas promediadas en entropía exclusivamente, según la (ec. 2.2), se observa que la modificación del rendimiento no se puede explicar únicamente como consecuencia del aumento de temperatura media de entrada de calor al sistema, en la (ec. 2.7) aparecen también como variables a tener en cuenta los diferentes flujos másicos e incrementos de entropía, que ahora no se pueden simplificar.

$$\eta = 1 - \frac{T_{eq,B}^{**}}{T_{eq,A}^{**}} \cdot \frac{\dot{m}_b}{(\dot{m}_a + \dot{m}_b)} \cdot \frac{|\Delta s_{3-4}|}{|\Delta s_{7-1}|} \quad (\text{ec. 2.7})$$

2.3 Modificaciones cuando se consideran fuerzas disipativas viscosas

En la Figura 2.7 se representan los ciclos formados por dos adiabáticas y dos isothermas, de forma similar a un ciclo de Carnot. En el *Caso 1* todos los procesos son endorreversibles excepto la expansión adiabática (3 a 4) que tiene fuerzas viscosas disipativas y por tanto un aumento de entropía que no es causado por entrada de calor al sistema. Sin embargo dicho incremento de entropía sí debe ser contrarrestado, para cerrar ciclo, con una mayor salida de calor hacia el foco frío (4 a 1).

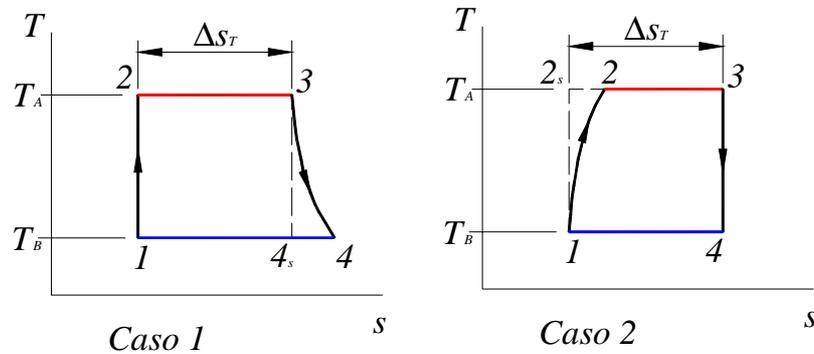


Figura 2.7 Fuerzas disipativas en procesos adiabáticos.

En los ciclos de la Figura 2.7, se observa que la disminución de rendimiento, debida al aumento de calor saliente del sistema (*Caso 1*) o disminución de calor entrante (*Caso 2*), se puede representar por las temperaturas equivalentes definidas por la (ec. 2.4) T_{eq}^{***} , pero esto enmascara la verdadera causa de la variación de rendimiento, que se refleja mejor en la (ec. 2.8).

$$\eta = 1 - \frac{T_{eq,B}^{**}}{T_{eq,A}^{**}} \cdot \frac{|\Delta s_{4-1}|}{|\Delta s_{2-3}|} \quad (\text{ec. 2.8})$$

Los procesos con fuerzas disipativas viscosas no son exclusivamente los procesos adiabáticos, en las máquinas reales las fuerzas disipativas están presentes también en los procesos en que se intercambia calor. En un motor de turbina de gas por ejemplo, aproximado idealmente por un ciclo de Brayton, el paso por la cámara de combustión conlleva unas fuerzas disipativas que hacen descender ligeramente la presión. Contemplar las fuerzas disipativas viscosas en procesos con intercambio de calor hace muy complejo buscar una temperatura equivalente para expresar el rendimiento de forma similar al de Carnot, sólo en función de las temperaturas, y sería necesario distinguir en la variación de entropía del sistema cuanta proviene del intercambio de calor y cuanta de las fuerzas disipativas para poder sustituir en la ecuación del rendimiento los valores de q_{sal} y q_{ent} en función de la integral de $(T ds)$. El estudio de estos casos no se desarrolla en este artículo.

El análisis de los ciclos con regeneración y fuerzas disipativas también exigiría un desarrollo complejo. En las secciones previas se han separado estos efectos (regeneración y fuerzas disipativas) para facilitar la comprensión de la forma en que

afectan al rendimiento del ciclo y a unas hipotéticas temperaturas equivalentes de entrada y salida de calor al sistema.

3 Temperaturas equivalentes para fuente y sumidero de calor

El ciclo de Carnot está compuesto por procesos reversibles y, por tanto, cuando recibe calor de un foco, la diferencia de temperaturas sistema-entorno debe ser infinitesimal, entonces deben calcularse las temperaturas equivalentes para fuente y sumidero de calor como criterio de comparación en los ciclos motores reales.

3.1 Combustión externa

Para entender la pérdida de rendimiento que tiene lugar cuando hay un salto de temperaturas finito entre fuente o sumidero de calor y sistema basta comparar las expresiones de (ec. 3.1) y (ec. 3.2) correspondientes a la Figura 3.1 en la que se representa un ciclo compuesto por isothermas y adiabáticas endorreversibles en línea continua. En línea discontinua aparece el ciclo de Carnot con el que debe compararse y para el que el intercambio de calor sería reversible.

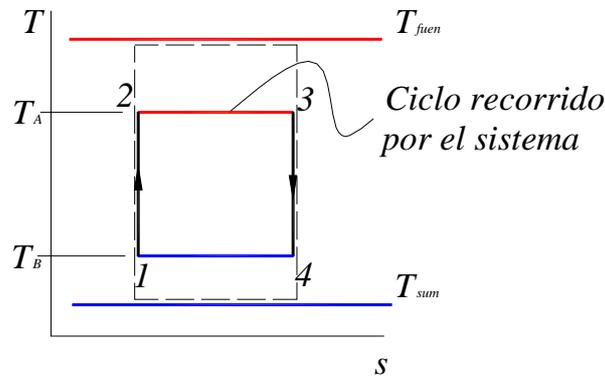


Figura 3.1 Fuentes y sumideros de temperatura constante.

$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_{sum}}{T_{fuen}} \quad (\text{ec. 3.1})$$

$$\eta_{Ciclo} = 1 - \frac{T_B}{T_A} \quad (\text{ec. 3.2})$$

La fuente de calor suele ser de temperatura variable, como por ejemplo los productos de una combustión, que se van enfriando a medida que ceden calor al sistema. También el sumidero, que suele ser agua o el aire del entorno modifica su temperatura al tomar energía en forma de calor, pero esta variación es habitualmente pequeña porque el flujo másico de aire ambiente utilizado o agua de un estanque o un río es muy grande. En la Figura 3.2 se representa, en su parte izquierda, un ciclo de Rankine simple con la evolución del fluido motor y la correspondiente a la fuente y sumidero de calor. En la parte derecha de la figura aparecen las temperaturas equivalentes como promedio en variación de entropía para el sistema y para fuente y sumidero.

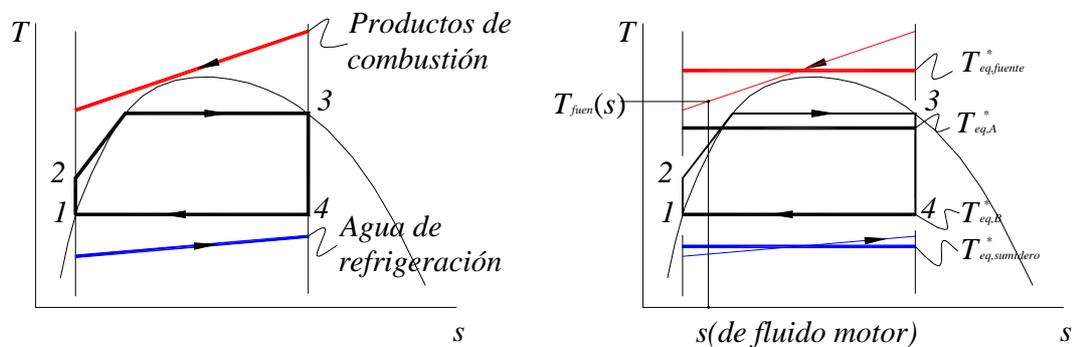


Figura 3.2 Fuente y sumidero de temperatura variable

En la Figura 3.2 se considera un ciclo compuesto por procesos endorreversibles y sin regeneración por lo que la expresión de las temperaturas equivalentes para expresar el rendimiento en función exclusivamente de temperaturas se puede buscar mediante (ec. 2.1) que es la mas sencilla aplicable en este caso.

Para el ciclo de mayor rendimiento entre fuente y sumidero de temperatura variable, si se quiere expresar dicho rendimiento en función exclusivamente de temperaturas, debe tenerse en cuenta que los procesos de intercambio de calor deberían ser reversibles por lo que en la (ec. 3.3) se utiliza para cada valor de s , entropía del sistema, la temperatura correspondiente de la fuente $T_{fuen}(s)$ aunque, despreciando infinitésimos de orden superior, el resultado sería el mismo si se considera $(T_{fuen} - dT)$. Igualmente para la temperatura equivalente del sumidero se asocia a cada valor de entropía del sistema su valor correspondiente de temperatura de sumidero.

Así el rendimiento máximo que es posible obtener entre la fuente y sumidero dados se puede expresar en función de las temperaturas de la (ec. 3.3) como aparece en la (ec.

3.4), que será evidentemente mayor que el rendimiento del ciclo motor realizado por el sistema (ec. 3.5) puesto que desaparecen las irreversibilidades externas debidas al salto finito de temperaturas sistema-entorno en los procesos con intercambio de calor.

$$\left. \begin{aligned} T_{eq,fuen}^* &= \frac{\int_2^3 T_{fuen} \cdot ds}{\int_2^3 ds} \\ T_{eq,sum}^* &= \frac{\int_4^1 T_{sum} \cdot ds}{\int_4^1 ds} \end{aligned} \right\} \quad (\text{ec. 3.3})$$

$$\eta_{eq,foco} = 1 - \frac{|q_{sum}|}{|q_{fuen}|} = 1 - \frac{T_{eq,sum}^* \cdot |\Delta s_{2-3}|}{T_{eq,fuen}^* \cdot |\Delta s_{4-1}|} = 1 - \frac{T_{eq,sum}^*}{T_{eq,fuen}^*} \quad (\text{ec. 3.4})$$

$$\eta_{sistema} = 1 - \frac{T_{eq,B}^*}{T_{eq,A}^*} \quad (\text{ec. 3.5})$$

El resto de casos estudiados para el sistema o fluido motor como ciclos sin adiabáticas, modificaciones cuando existe regeneración y modificaciones cuando se consideran fuerzas disipativas viscosas, se pueden analizar de forma exactamente análoga, sin mas que asociar en todas las expresiones la temperatura de la fuente o sumidero correspondiente a cada valor de entropía del sistema o fluido motor (ec. 3.6) lo que equivale a eliminar el salto finito de temperaturas sistema-entorno.

$$T \cdot ds \rightarrow T_{fuen} \cdot ds \quad (\text{ec. 3.6})$$

En las máquinas reales, la magnitud de la diferencia de temperaturas entre la fuente de calor y el sistema o entre este y el sumidero es una simple cuestión de costes, puesto que se puede aumentar el rendimiento con la disminución del salto de temperaturas pero esto requiere una mayor superficie de contacto térmico y por tanto mayor inversión en equipamiento. También influye en la selección, la resistencia mecánica de los materiales a elevadas temperaturas.

Un enfoque habitual para cuantificar la pérdida de exergía o trabajo útil potencial debida a este salto finito de temperaturas sistema-fuente o sistema-sumidero en los procesos de intercambio de calor en motores de combustión externa, es la generación entrópica externa (ec. 3.7).

$$\delta\sigma^e = \delta q \cdot \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T_F} \right] \quad (\text{ec. 3.7})$$

Donde T_F representa la temperatura del foco, fuente o sumidero de calor.

3.2 Combustión interna

En motores de combustión interna, el fluido motor no realiza un ciclo en el sentido estricto puesto que inicialmente se dispone de aire y combustible y al final se obtienen productos de la combustión. Para estudios sencillos de estos motores suelen considerarse los ciclos estándar de aire, en los que se supone que el fluido motor es exclusivamente aire tomado como gas ideal y se sustituye la combustión y renovación de la carga por procesos de entrada o salida de calor.

Utilizando el ciclo estándar de aire, es posible calcular las temperaturas equivalentes para el sistema de igual modo que para motores de combustión externa.

No tendría sentido en este caso buscar temperaturas equivalentes para focos, fuente o sumidero de calor. Además de irreversibilidades externas por diferencia finita de temperaturas sistema-entorno, habría que analizar en este caso las irreversibilidades de origen químico.

4 Conclusiones

Para el ciclo recorrido por el fluido motor, en motores de combustión externa y con procesos endorreversibles el rendimiento se puede expresar en función de unas temperaturas equivalentes que sean promedio en variación de entropía (ec. 2.2). En este caso es rigurosamente cierto que un aumento de la temperatura media de entrada de calor al sistema, aumenta el rendimiento del ciclo.

Cuando se considera regeneración, hay casos en que los incrementos de entropía correspondientes a procesos de entrada de calor no son iguales en módulo a los de salida de calor. En dichos casos para expresar el rendimiento en función de temperaturas equivalentes hay que utilizar una variación de entropía de referencia como en (ec. 2.4). Puede ocurrir además que los flujos másicos sean diferentes en los procesos de entrada y salida de calor respectivamente, entonces hay que considerar también un flujo másico de referencia como en (ec. 2.6). En ciclos con regeneración es más preciso explicar la mejora de rendimiento porque se tira menos calor al foco frío o sumidero y es necesario gastar menos combustible en el foco caliente o fuente, en lugar de asociar dicha mejora

de rendimiento a la temperatura media de entrada de calor, que generalmente se sobreentiende como el promedio en variación de entropía.

Cuando se consideran fuerzas disipativas viscosas, aparece un aumento de entropía que no se debe a calor entrante al sistema. Se pueden buscar temperaturas equivalentes con la (ec. 2.4) para expresar el rendimiento en función exclusivamente de estas temperaturas, pero esto enmascara el verdadero origen de la disminución del rendimiento. La temperatura equivalente como promedio en variación de entropía (ec. 2.2) no permite simplificar en la expresión del rendimiento los incrementos de entropía.

El rendimiento máximo que se debería utilizar como criterio de comparación para un motor de combustión externa es el que se obtendría con las temperaturas equivalentes para fuente y sumidero, calculadas de forma análoga a las temperaturas equivalentes para el sistema. Para procesos endorreversibles, la diferencia entre rendimiento para temperaturas equivalentes de fuente y sumidero y rendimiento del ciclo (de sistema o fluido motor) es debida a las llamadas irreversibilidades externas.

Para motores de combustión interna debe tenerse en cuenta que el fluido motor no realiza un ciclo en el sentido estricto y como aproximación se utilizan ciclos estándar de aire.

En definitiva, se ha demostrado que la variación de rendimiento no sólo depende de las temperaturas medias de entrada y salida de calor al sistema, entendida como promedio en variación de entropía y se han definido convenientemente temperaturas equivalentes para diferentes casos, que permitirán expresar el rendimiento del ciclo en forma similar al del ciclo de Carnot, en función exclusivamente de temperaturas.

5 Bibliografía

AGUILAR , J. (1994). *Curso de Termodinámica*. Alhambra Longman.

ARRANZ , F.et al (2004). “*Irreversibilidades internas y externas en el teorema o desigualdad de Clausius*”. *Tecnología y desarrollo*. Vol.1. (2004). http://www.uax.es/publicaciones/archivos/TECTIN04_001.pdf.

CENGEL, Y. A.; BOLES, M. A. (1996). *Termodinámica*. Mc Graw Hill.

GÓMEZ RIBELLES, J. L. ET AL. (1990). *Termodinámica*. Análisis exergético. Reverté.

JONES, J. B.; DUGAN,R.E. (1997). *Ingeniería Termodinámica*. Prentice Hall.

20. Fernando Arranz Merino, Antonio Gamboa Suárez, Yolanda Burón Fernández y Esther Rincón Rincón

LACALLE, J. M. ET AL. (1993). *Termodinámica*. Sección de publicaciones ETSIIM.UPM

RUSELL, L. D. Adebisi, G. A. (1997) *Termodinámica clásica*. Addison Wesley.

SHERWIN, K. (1993). *Introducción a la Termodinámica*. Addison Wesley.

ZEMANSKY, M. W.; DITTMAN, R. H. (1996). *Calor y Termodinámica*. Mc. Graw Hill.