

## 6. MÁXIMA GENERACIÓN DE POTENCIA

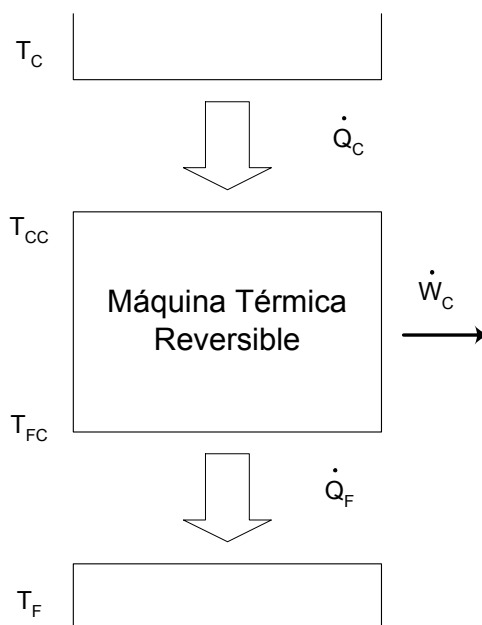
Hasta este punto se ha hecho referencia a la manera tradicional en que se ejecutan los análisis de los diferentes tipos de ciclos termodinámicos, partiendo del caso completamente abstracto e idealizado de la máquina de Carnot, el cual se hace independiente de los alrededores y de los fluidos u otros elementos implícitos en el proceso de conversión energética; y desplegando la información hacia los diferentes mecanismos utilizados en la actualidad para la generación de potencia a partir de energía térmica.

En todos los casos se ha considerado el funcionamiento idealizado del proceso, identificando las irreversibilidades, pero sin forma alguna de cuantificar las pérdidas energéticas salvo por el criterio de la eficiencia de Carnot. Es momento de introducir elementos nuevos que permitan aterrizar los conceptos analizados, herramientas que ayuden a cuantificar las oportunidades pérdidas de tal manera que sea posible determinar el peso real de este análisis en términos de energía degradada.

La alternativa elegida para el desarrollo de esta tesis implica el uso de las definiciones y los conceptos de la termodinámica de tiempos finitos, los cuales se presentan a lo largo de este capítulo a fin de ser usados en el análisis de casos de aplicación y del caso práctico que se desarrollará en el capítulo ocho. Tales conceptos, permitirán la ejecución de análisis sistemáticos y útiles para la cuantificación de las manifestaciones energéticas involucradas.

## 6.1 Desarrollos de Curzon-Ahlborn

Tal como se indico en el capítulo dos, existen varias razones de las cuales se desprende el interés por analizar e incrementar el rendimiento en la conversión de energía. La visión moderna indica que los incrementos en la eficiencia de las máquinas térmicas registrados por la historia son resultados secundarios de esfuerzos ingenieriles cada vez más prácticos para maximizar la producción de trabajo por unidad de tiempo en plantas “generadoras” de potencia cuya bondad esta restringida por consideraciones económicas. Esta perspectiva permite suponer que inevitablemente es necesario apegarse a información tangible en la búsqueda de estas mejoras.



**Figura 6-1: Máquina Térmica Reversible.**

En principio es necesario ilustrar las diferencias entre la maximización en la eficiencia y la maximización en la potencia. Esto puede lograrse partiendo de una

máquina de Carnot que opera entre un reservorio caliente con una temperatura de  $T_C$  y un reservorio frío a una temperatura  $T_F$ . Un esquema de este sistema se presenta en la figura 6-1.

Una máquina de Carnot requiere que exista equilibrio térmico con cada una de las temperaturas de los reservorios durante los periodos de interacción. Para que esto sea posible se requiere contar con una de dos condiciones; una opción es un ciclo infinitamente lento; la otra es un área de contacto infinita en las vecindades de la interfase entre la máquina y el reservorio. En el mundo real resulta conveniente analizar las auténticas transferencias de energía que se presentan, y la forma en que se encuentran definidas desde el punto de vista del intercambio energético:

$$\dot{Q}_C = (UA)_C (T_C - T_{CC}) \quad (6-1)$$

$$\dot{Q}_F = (UA)_F (T_{FC} - T_F) \quad (6-2)$$

donde:

$(UA)_C$  es el producto del coeficiente global de transferencia de calor en la porción del equipo que se encuentra en contacto con el reservorio de alta temperatura y el área de transferencia para la sección en que recibe calor del reservorio de alta temperatura.

$(UA)_F$  es el producto del coeficiente global de transferencia de calor en la porción del equipo que se encuentra en contacto con el reservorio de baja temperatura y el área de transferencia para la sección en que cede calor al reservorio de baja temperatura.

$T_C$  es la temperatura del reservorio de alta temperatura.

$T_F$  es la temperatura del reservorio de baja temperatura.

$T_{CC}$  es la temperatura de la porción de la máquina térmica que recibe energía térmica del reservorio de alta temperatura.

$T_{FC}$  es la temperatura de la porción de la máquina térmica que cede energía térmica al reservorio de baja temperatura.

Este par de ecuaciones describen la transferencia incluyendo la conductancia ( $UA$ ) la cual representa el producto del coeficiente de transferencia y el área de transferencia de la máquina. A diferencia de la idealización de Carnot, en este proceso se identifican tres gradientes de temperatura. Se dice que la máquina es endorreversible en vista de que no se genera entropía entre los niveles de temperatura en que trabaja la máquina:

$$\frac{\dot{Q}_C}{T_{CC}} = \frac{\dot{Q}_F}{T_{FC}} \quad (6-3)$$

Analícemos ahora la cantidad de Potencia que podemos extraer de esta máquina. Un balance de energía nos devuelve la siguiente expresión:

$$\dot{W}_C = \dot{Q}_C (1 - T_{FC}/T_{CC}) \quad (6-4)$$

Al combinar las ecuaciones 6.1, 6.2, 6.3 y 6.4 resulta evidente que la potencia generada es función de las conductancias, las cuales pueden ser consideradas como

constantes, así como de  $T_{FC}$  y  $T_{CC}$ . De esta manera, el proceso entero depende solamente de un par de temperaturas. Es posible, por lo tanto, introducir un nuevo parámetro que simplifique el análisis, al tiempo que considera la dependencia de esta relación:

$$\tau = T_{FC}/T_{CC} \quad (6-5)$$

Al agregar este parámetro y combinar todas las ecuaciones mostradas hasta el momento se obtiene la siguiente expresión para la potencia de una máquina térmica reversible:

$$\frac{\dot{W}_C}{(UA)_C T_C} = \frac{(\tau - T_F/T_C)(1 - \tau)}{\tau [1 + (UA)_C/(UA)_F]} \quad (6-6)$$

Este resultado proviene de reconsiderar los dos niveles de temperatura intermedios, por lo cual la nueva expresión permite regresar nuestro análisis al nivel global. De esta manera, se tienen nuevamente un sistema en función de cuatro parámetros, los cuales consideran las restricciones propias de un sistema que puede construirse. Tomemos un momento para aclarar estos términos y las simplificaciones que conviene realizar en el análisis.

Comencemos por analizar los términos  $(UA)_C$  y  $(UA)_F$ . Ambos corresponden a propiedades físicas que pueden considerarse como constantes del sistema y dependen específicamente de la instalación que se este analizando. En general son parámetros resultantes del diseño de cada sistema, y se encuentran fuertemente relacionados con las condiciones del proceso, de las cuales, la mayor relevancia recae en los niveles de

temperatura. De esta manera podemos definir que de esta manera la potencia máxima que puede obtenerse a partir de la máquina térmica es función directa del diferencial global de temperatura bajo el cual opera, en otras palabras, la eficiencia máxima en un ciclo de Carnot y por ende en cualquier máquina térmica esta acotada por  $T_C$  y  $T_F$ . Asimismo, es posible plantear la introducción de la siguiente variable:

$$\tau_{opt} = \left( T_F / T_C \right)^{1/2} \quad (6-7)$$

Podemos redefinir entonces la potencia del sistema como la máxima posible para una máquina térmica de reversible, sin tratarse de una máquina completamente idealizada como lo es de la máquina de Carnot, dado que se toman en consideración elementos reales, que existen en una planta de transformación energética y que se encuentran sujetos a restricciones palpables y cuantificables, en otras palabras, al grado disponible de inversión y a la tasa esperada de rendimiento de tal planta:

$$\dot{W}_{C,max} = \frac{(UA)_C T_C}{\left[ 1 + (UA)_C / (UA)_F \right]} \left[ 1 - \left( \frac{T_F}{T_C} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (6-8)$$

Una consecuencia inmediata de este análisis es la definición de la *eficiencia de Curzon-Ahlborn* la cual corresponde a la expresión de la potencia máxima que puede generarse en una conversión de energía térmica en trabajo, la cual esta descrita por la ecuación 6-8. Dicha expresión constituye la ecuación 6-9.

$$\eta' = (\dot{W}_C / \dot{Q}_C)_{\tau=\tau_{opt}} = 1 - \left( \frac{T_F}{T_C} \right)^{1/2} \quad (6-9)$$

La expresión de la eficiencia de Curzon-Ahlborn no representa la eficiencia máxima para la máquina térmica, por lo cual no debe confundirse con la eficiencia de Carnot, la cual esta perfectamente definida como la diferencia entre la unidad y el cociente de las temperaturas de los dos reservorios involucrados, y corresponde a la ecuación 5.1-7. El valor de este parámetro es simplemente la eficiencia para la cual, bajo condiciones finitas y conocidas de las conductancias del sistema, así como de las áreas de transferencia, la potencia instantánea que entrega el ciclo se encuentra maximizada.

A la vez, es una expresión que a pesar de partir de la consideración tácita de los elementos físicos del ciclo, es completamente independiente de las dimensiones de la planta que se este estudiando. En otras palabras, la eficiencia observada en una máquina térmica dada debe de ser compatible con la ecuación 6-9 independientemente de la infinidad de parámetros que interfieren en el proceso, tales como el combustible, el fluido de trabajo, el medio de refrigeración, las dimensiones de la máquina, etc.

Una expresión de este tipo indiscutiblemente ofrece la oportunidad de analizar con anticipación el efecto que los intervalos de temperatura, determinados directamente por los recursos disponibles, tendrán sobre el desempeño de la instalación en cuestión.

Planta de Potencia	$T_F$ (°C)	$T_C$ (°C)	$\eta_c$	$\eta'$	$\eta$ observada
West Thurrock (UK) 1962 vapor convencional utilizando carbón	25	565	0.64	0.4	0.36
CANDU (Canada), Reactor Nuclear PHW	25	300	0.48	0.28	0.3
Larderello (Italy), Planta geotérmica de vapor	80	250	0.32	0.18	0.16
1936 - 1940 situaciones de una central de potencia (UK)	25	425	0.57	0.35	0.28
Calder Hall (UK) 1956 reactor nuclear	25	310	0.49	0.28	0.19
Dungeness "A" (UK), 1965 reactor nuclear	25	390	0.55	0.33	0.33
1956 planta de vapor en EEUU	25	650	0.68	0.43	0.4
1949 ciclo combinado (vapor y mercurio) en EEUU	25	510	0.62	0.38	0.34
1944 turbina de gas de ciclo cerrado en Suiza	25	690	0.69	0.44	0.32
1950 turbina de gas de ciclo cerrado en Francia	25	680	0.69	0.44	0.34

**Tabla 6-1: Eficiencia Observada de 10 plantas de Potencia.**

Esta afirmación se encuentra respaldada por la Tabla 6-1, que contiene un resumen de información recolectada respecto a la operación de plantas a lo largo de tres décadas, en diferentes partes del mundo, las cuales se encuentran en la bibliografía consultada y permiten poner en perspectiva la efectividad del desarrollo matemático propuesto por Curzon-Ahlborn. En cada caso resulta obvio que el modelo de Curzon-Ahlborn se aproxima mucho más al desempeño real de una planta de potencia, o de una



máquina térmica no idealizada. Al mismo tiempo, es posible apreciar que la eficiencia de Carnot esta fuera del alcance de los procesos reales, por lo que la modificación aquí mencionada permite evaluar con mayor fidelidad las posibilidades de desempeño de una instalación dada.

## **6.2 Termodinámica de Tiempos Finitos.**

La Termodinámica de Tiempos Finitos, surge como el resultado de múltiples esfuerzos en el área de los ciclos termodinámicos, y en la búsqueda de una medida útil de la eficiencia de una máquina térmica que pueda utilizarse como un objetivo para la optimización de este tipo de máquinas. En principio, esta rama de la termodinámica surge como consecuencia del trabajo de Curzon-Ahlborn, el cual se discutió en la sección anterior. No obstante, tales desarrollos solo constituyeron el punto de partida para los estudios de ciclos endorreversibles.

Es importante no perder de vista que la eficiencia de cualquier ciclo de potencia real no puede compararse, mucho menos aproximarse, a la eficiencia máxima ideal que fue postulada por Carnot, ilustrada en la ecuación 5.1-7, debido al conjunto de irreversibilidades presentes en el proceso. Tales irreversibilidades existen en dos niveles.

En primer término se encuentra el conjunto de irreversibilidades denominadas como internas. En el caso de un ciclo de potencia típico se encuentran involucrados

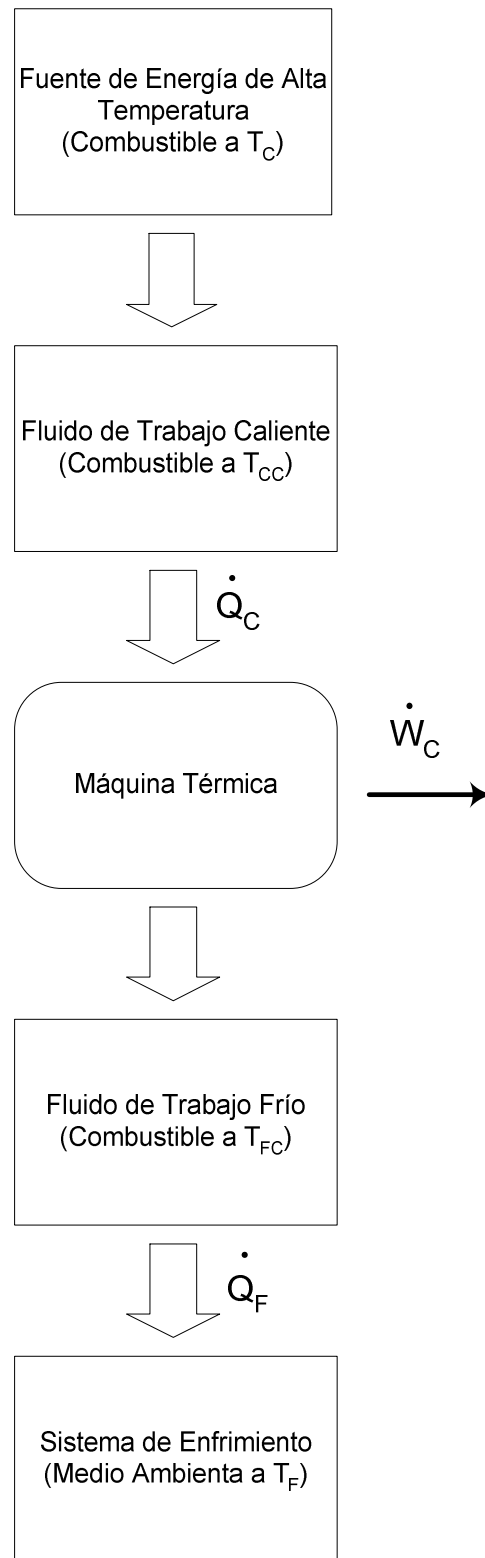
cuatro elementos, dos para intercambio de calor con los reservorios entre los cuales opera tal máquina y dos elementos que se utilizan para intercambiar potencia con el exterior y para restaurar el estado inicial del fluido de trabajo. Estos cuatro elementos se idealizan durante el modelado de los sistemas, por lo cual no se consideran los cambios no reversibles sufridos por la materia al pasar por ellos. En términos reales, existen cambios en el fluido de trabajo durante su paso por los equipos de proceso, de ahí las irreversibilidades. La primera fuente de irreversibilidades que suele obviarse son las caídas de presión inevitables que experimenta el fluido al cruzar por los elementos de intercambio de calor. La segunda fuente de irreversibilidad son las porciones adiabáticas, en las cuales el contacto del fluido de trabajo con los componentes de los equipos da como resultado un incremento en la temperatura de descarga al compararse con las esperadas en procesos sin transferencia de calor.

En segundo término se encuentra el conjunto de irreversibilidades denominadas como externas. Con este nombre se identifica a la serie de cambios que experimenta la energía en su paso a lo largo de los diferentes niveles de temperatura. Es decir, la degradación que esta sufre de acuerdo al principio de incremento de la entropía. En todos los casos en los cuales la transferencia de calor se presenta a lo largo de un gradiente de temperatura el flujo de calor lleva asociado el aumento de la entropía en la materia, de tal modo que es imposible que esta se reduzca, tal como se detalla en el apartado uno del capítulo cinco.

En estricta teoría existe un modo de prevenir las irreversibilidades externas, con lo cual podría alcanzarse la eficiencia de Carnot. Para esto se requiere que los procesos de calentamiento y enfriamiento, en los cuales el fluido de trabajo dentro del ciclo interactúa con los reservorios frío y caliente para obtener y desechar calor, se lleven a cabo en un tiempo infinito para lograr que el equilibrio térmico del proceso y los reservorios permanezca sin alteración. La potencia de salida de tal ciclo sería cero.

De esta manera queda establecido un límite superior para la eficiencia de cualquier ciclo termodinámico. Aún más, resulta obvio que este límite, dado por la eficiencia de Carnot, existe totalmente fuera del rango de acción de los procesos reales. Por lo cual, sin duda alguna, se convierte en un criterio exageradamente alto para reflejar el comportamiento de los procesos existentes para la conversión de calor en trabajo mecánico y viceversa.

Para alcanzar velocidades aceptables para la transferencia de energía en un sistema real es necesario que los procesos de transferencia ocurran a lo largo de diferencias finitas de temperatura entre el fluido de trabajo y los reservorios. Además del trabajo de Curzon y Ahlborn existen otros estudios enfocados a la definición de las máquinas térmicas endorreversibles. A fin de describir con mayor detalle es necesario esquematizar de una forma diferente los elementos involucrados en el funcionamiento de un ciclo termodinámico, En realidad, es necesario hacer evidentes los niveles de temperatura involucrados en el proceso. La Figura 6-2 es una adaptación de trabajos realizados previamente en este tipo de análisis (Davis, 1995).



**Figura 6-2: Máquina Térmica Endorreversible.**

Un sistema endorreversible, aparece al momento que se permite que los cuatro procesos de transferencia de calor sean irreversible, es decir, se reconocen las irreversibilidades propia de la existencia de gradientes finitos de temperatura. No obstante, todos los procesos se analizan como si no existiera ninguna clase de irreversibilidad interna. Para simplificar el análisis se define la temperatura media del fluido de trabajo de la máquina térmica durante el proceso de adición de calor (Davis, 1995).

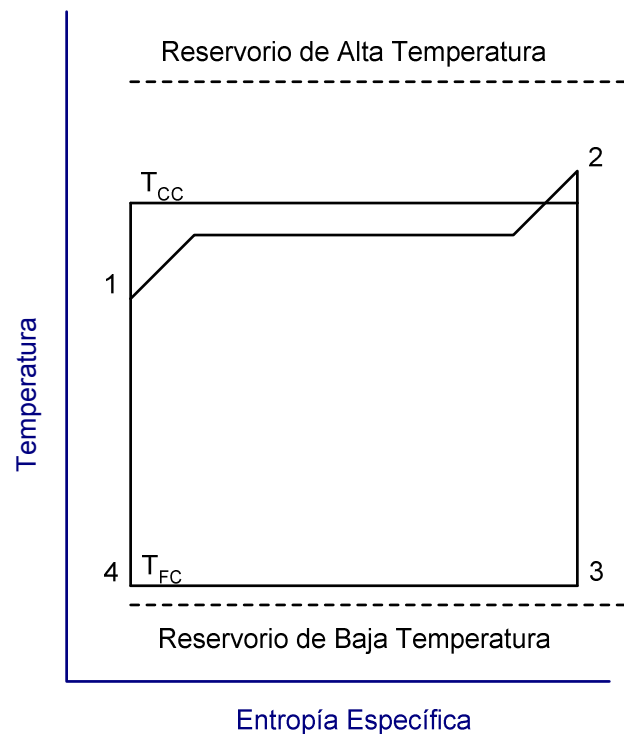
Realizando un balance de energía bajo el precepto de completa reversibilidad interna en los procesos se determina que es posible encontrar la temperatura real a la cual se esta llevando a cabo la transferencia de calor. En otras palabras, se define la siguiente ecuación para identificar y, en su caso, calcular el escalar que representa a  $T_{CC}$ , esta se representa en la ecuación 6-10:

$$T_{CC} = \frac{(H_2 - H_1)}{(S_2 - S_1)} \quad (6-10)$$

en la cual  $H_2$  y  $H_1$  representan las entalpías específicas del fluido de trabajo a la entrada y la salida del proceso de calentamiento y  $S_2$  y  $S_1$  representan las entropías específicas de entrada y salida del fluido de trabajo al proceso de calentamiento. De manera análoga se puede desarrollar una expresión para  $T_{FC}$ , en la cual se pueda involucrar la trayectoria del fluido para determinar este nivel intermedio de temperatura, esta ecuación se muestra a continuación:

$$T_{FC} = \frac{(H_4 - H_3)}{(S_4 - S_3)} \quad (6-11)$$

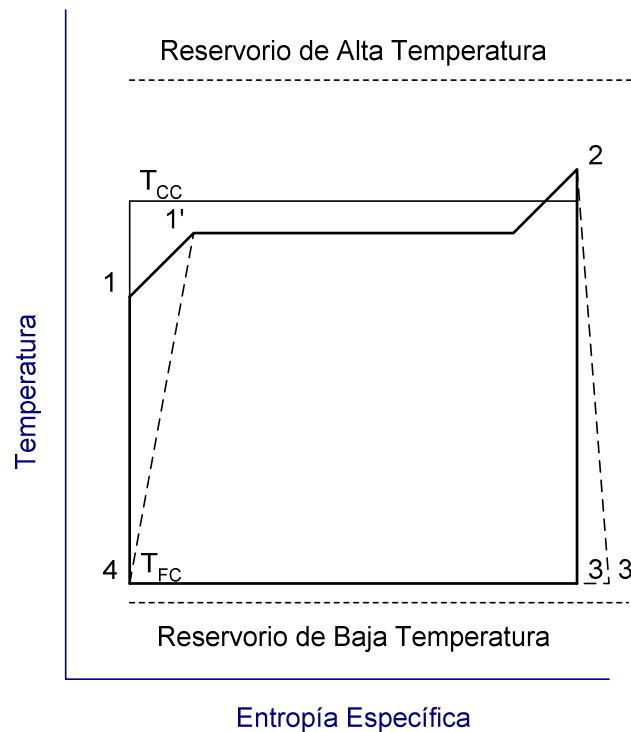
La trayectoria del fluido de trabajo se muestra en forma simple en la Figura 6-3, claramente se trata de una trayectoria ideal resultante de la falta de irreversibilidades internas del proceso (Davis, 1995).



**Figura 6-3: Diagrama Temperatura – Entropía para una máquina térmica endorreversible del tipo Ciclo Rankine.**

Un análisis escrupuloso del comportamiento de este tipo de máquina nos remite al apartado uno de este capítulo, ya que al involucrar las leyes de la transferencia de calor es posible determinar las ecuaciones para el cálculo de la potencia máxima que se puede obtener de esta máquina y de la eficiencia que se puede esperar del mismo. El

desarrollo se realizó previamente y conduce a las ecuaciones 6-8 y 6-9, con lo que se justifica el uso de la eficiencia de Curzon-Ahlborn como herramienta en el análisis de tiempos finitos.



**Figura 6-4: Diagrama Temperatura – Entropía para una máquina térmica real del tipo Ciclo Rankine.**

Por último, es necesario llevar el desempeño de la máquina térmica a un nivel real mediante la adición de las irreversibilidades internas del proceso, los cuales definitivamente se encuentran presentes. La consecuencia natural de estas irreversibilidades son incrementos en la entropía del sistema, particularmente en las secciones adiabáticas del mismo. Esta consideración obliga a reformular las ecuaciones 6-10 y 6-11 de la siguiente manera:

$$T_{CC} = \frac{(H_{2'} - H_1)}{(S_{2'} - S_1)} \quad (6-12) \quad \text{y} \quad T_{FC} = \frac{(H_4 - H_{3'})}{(S_4 - S_{3'})} \quad (6-13)$$

Estas ecuaciones evidencian los cambios a la trayectoria del proceso, los cuales se ilustran en la Figura 6-4.