



Universidad
de Cádiz

Escuela Superior
de Ingeniería

TRABAJO DE FIN DE GRADO
GRADO EN INGENIERÍA AEROESPAZIAL

**MODELADO TERMODINÁMICO DE
LA TURBINA DE GAS DE ÁLABES
REFRIGERADOS**

AUTOR: JOAN CIREROL SITJAR

Cádiz, Setiembre 2023



Universidad
de Cádiz

Escuela Superior
de Ingeniería

TRABAJO DE FIN DE GRADO
GRADO EN INGENIERÍA AEROESPAZIAL

**MODELADO TERMODINÁMICO DE
LA TURBINA DE GAS DE ÁLABES
REFRIGERADOS**

DIRECTOR: JOSÉ ANTONIO VÉLEZ GODÍÑO
AUTOR: JOAN CIREROL SITJAR

Cádiz, Setiembre 2023

Agradecimientos

En primer lugar me gustaría dar las gracias a mi tutor, el profesor José Antonio Vélez Godíñ, por enseñarme no solo el apasionante mundo de los motores térmicos sino también a ver las cosas con perspectiva y a trabajar de forma más eficiente. Sus buenos consejos han sido de gran ayuda.

En segundo lugar, me gustaría transmitir mi agradecimiento a Claudia Aldana Bilbao, por su inestimable ayuda y consejos sobre L^AT_EX, sin la que muy probablemente habría tardado más en hacer este proyecto.

En tercer lugar, agradecer también al Servicio de Préstamo Interbibliotecario de la Universidad de Cádiz su amable y óptimo servicio.

Finalmente, especial mención merece mi familia, a quienes estoy agradecido por haberme ayudado en cualquier situación; sin ellos este trabajo no habría sido posible.

Resumen

La refrigeración en turbinas de gas surge de la necesidad de limitar la temperatura del material, ante el continuo aumento de la temperatura de combustión para lograr un mayor rendimiento.

El objetivo de este proyecto es el estudio del efecto que tiene la refrigeración sobre el rendimiento y el trabajo específico neto de una turbina de gas.

Primeramente, se introducirá la turbina de gas como motor térmico, describiéndose sus componentes y su funcionamiento, para después estudiar diversos ciclos de turbina de gas sin refrigeración.

Seguidamente, se hará una breve introducción sobre el estado del arte de la refrigeración de álabes de turbina, estudiando primero los materiales resistentes a altas temperaturas y posteriormente las técnicas actuales de refrigeración.

Finalmente, se abordará el modelado termodinámico de los ciclos de turbina de gas con refrigeración. Se analizarán primero los ciclos denominados de aire estándar y, posteriormente, el ciclo abierto de turbina de gas con refrigeración en una corona de álabes. Dos de estos modelos termodinámicos se implementarán en el software Matlab para evaluar el impacto de la refrigeración sobre el rendimiento y el trabajo específico neto.

Palabras clave: Turbina de gas, Refrigeración de álabes, Modelado termodinámico, Matlab.

Abstract

Gas turbine blade cooling arises from the need to limit the temperature of the material, given the continuous increase in the combustion temperature in order to achieve greater efficiency.

The aim of this project is to study the effect of blade cooling on the efficiency and net specific work of a gas turbine.

First, the gas turbine as a heat engine is introduced, describing its components and operation, and then various uncooled gas turbine cycles are studied.

Next, a brief introduction to the state of the art of turbine blade cooling is given, firstly by studying high-temperature materials and then by studying current cooling techniques.

Finally, the thermodynamic modelling of gas turbine cycles with cooling is addressed. The so-called air standard cycles are analysed first, followed by the open gas turbine cycle with cooling in the first nozzle vane row. Two of these thermodynamic models will be implemented in Matlab software to evaluate the impact of cooling on the efficiency and net specific work.

Keywords: Gas turbine, Blade cooling, Thermodynamic modelling, Matlab.

Índice de contenidos

Índice de figuras	III
Índice de tablas	VII
Simbología y Nomenclatura	VIII
Siglas	XI
1. Introducción	1
1.1. Contexto	1
1.2. Objetivo	2
1.3. Alcance	3
2. Fundamentos de la turbina de gas	5
2.1. Historia de la turbina de gas	5
2.2. Funcionamiento de la turbina de gas	9
2.3. Tipos de instalaciones	11
2.3.1. Clasificación de los ciclos de turbina de gas	12
2.3.2. Configuraciones mecánicas de la turbina de gas	14
2.3.3. Tipos de turbina de gas según el origen del diseño	17
2.4. Componentes fundamentales de la turbina de gas	18
2.4.1. Compresor	18
2.4.2. Turbina	21
2.4.3. Cámara de combustión	25
2.5. Análisis termodinámico de la turbina de gas	27
2.5.1. Ciclo de Joule–Brayton ideal $[CHT]_R$	27
2.5.2. Ciclo de Joule–Brayton irreversible $[CHT]_I$	30
2.5.3. Ciclo abierto de turbina de gas $[CBT]_I$	35
3. Estado de la tecnología en relación a la refrigeración de álabes	46
3.1. Historia	46
3.2. Materiales resistentes a altas temperaturas	48
3.2.1. Estado del arte en la fabricación de álabes	49
3.2.2. Revestimientos de álabes	49
3.2.3. Desarrollos recientes en materiales	50

3.3.	Técnicas de refrigeración de turbinas de gas	50
3.3.1.	Refrigeración mediante conductos dotados de elementos inductores de turbulencia	52
3.3.2.	Refrigeración por impacto de chorro	56
3.3.3.	Refrigeración mediante vórtices	60
3.3.4.	Refrigeración mediante película refrigerante	67
3.4.	Consideraciones sobre refrigeración de turbinas de gas	71
4.	Modelado de la turbina de gas con refrigeración	73
4.1.	Introducción	73
4.2.	Ciclos de aire estándar con refrigeración	74
4.2.1.	Ciclos de aire estándar internamente reversibles	74
4.2.2.	Ciclos de aire estándar irreversibles	81
4.3.	Modelado de la refrigeración de una corona de álabes en una turbina de gas real. Modelo de Horlock	89
4.4.	Cálculos mediante Matlab del ciclo abierto de turbina de gas con una corona de álabes refrigerada	94
4.5.	Comparación de dos ciclos abiertos de turbinas de gas con parámetros realistas	98
5.	Observaciones finales	100
5.1.	Conclusiones	100
5.2.	Discusión y futuros desarrollos	101
Anexo A		102
Anexo B		106
Referencias		162

Índice de figuras

1.1.	Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto	1
2.1.	Etapa de turbocompresor centrífugo de Aegidius Elling, con difusor dotado de álabes de ángulo variable	6
2.2.	Esquema del turborreactor W1 diseñado por Frank Whittle	7
2.3.	Esquema del turborreactor He S.3 diseñado por Hans von Ohain	8
2.4.	Vista en corte de la turbina de gas industrial de ciclo abierto Siemens V94.2	9
2.5.	(a) Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto. (b) Esquema de una turbina de gas de ciclo cerrado	12
2.6.	(a) Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto con compresión interrefrigerada. (b) Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto con recalentamiento	13
2.7.	Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto con regeneración	14
2.8.	Esquema de turbina de gas con turbina de potencia	15
2.9.	Esquemas de turbinas de gas de doble eje: (a) configuración en ejes concéntricos y (b) configuración en ejes paralelos	16
2.10.	Compresor axial	19
2.11.	Compresor centrífugo	19
2.12.	Curvas características de un compresor	20
2.13.	Diagrama h–s del proceso de compresión en un escalonamiento de compresor	20
2.14.	Turbina axial elemental	22
2.15.	Turbina centrípeta	22
2.16.	Diagrama h–s del proceso de expansión en un escalonamiento de turbina de reacción	23
2.17.	Curvas de funcionamiento de una turbina: (a) gasto másico en función de la relación de expansión y el régimen y (b) rendimiento en función de la relación de expansión y el régimen	25
2.18.	Partes principales y zonas funcionales de una cámara de combustión convencional	26
2.19.	Diagrama T–s del ciclo de Joule–Brayton ideal	29
2.20.	Diagrama T–s del ciclo de Joule–Brayton irreversible	30
2.21.	Variación del rendimiento térmico de los ciclos de aire estándar reversible e irreversible, en función de la relación de temperaturas isentrópicas, con el grado de calentamiento como parámetro	33

2.22. Variación del trabajo neto adimensional de los ciclos de aire estándar reversible e irreversible, en función de la relación de temperaturas isentrópicas, con el grado de calentamiento como parámetro	34
2.23. Variación del rendimiento térmico de los ciclos aire estándar reversible e irreversible, en función del trabajo específico, con el grado de calentamiento y la relación de presiones como parámetros	35
2.24. Diagrama T–s del ciclo abierto de turbina de gas [CBT] _I	37
2.25. Incremento de la temperatura en la cámara de combustión en función del dosado	40
2.26. Variación de c_p y γ de los productos de combustión en función de la temperatura, para diferentes valores de dosado	41
2.27. Rendimiento global arbitrario del ciclo [CBT] _I en función de la relación de presiones, con la temperatura máxima como parámetro	43
2.28. Rendimiento global arbitrario del ciclo [CBT] _I en función de la temperatura máxima, con la relación de presiones como parámetro	44
2.29. Rendimiento global arbitrario del ciclo [CBT] _I en función del trabajo específico neto, con la temperatura máxima y la relación de presiones como parámetros	45
 3.1. Aumento de la temperatura de entrada a la turbina en los aerorreactores fabricados por Rolls Royce	47
3.2. Esquema de la refrigeración interna y externa de un álabe de rotor típico	51
3.3. Esquema de la separación y readherencia del flujo en un conducto debido a las nervaduras	53
3.4. Torbellinos y flujos secundarios inducidos por diferentes patrones de nervaduras inclinadas 45°	54
3.5. Esquema y nomenclatura de la refrigeración por aletas y configuraciones de matriz típicas: escalonada (arriba) y alineada (abajo)	55
3.6. Sistema de refrigeración de álabes por aletas parciales y totales: (a) álabe de estator y (b) álabe de rotor	55
3.7. Flujo alrededor de una aleta en una matriz de aletas	56
3.8. Esquema de la refrigeración por impacto en la zona del borde de ataque de un álabe	57
3.9. Esquema del campo fluido de un chorro perpendicular a la superficie a refrigerar	57
3.10. Parámetros principales en la configuración en línea de chorros de impacto circulares	58
3.11. Estructura y técnicas de refrigeración de álabes de turbina actuales: álabe de estator (izquierda) y álabe de rotor (derecha)	59
3.12. Distribución de la transferencia de calor alrededor de un álabe de rotor .	60
3.13. Esquema del campo fluido alrededor de una concavidad esférica	61

3.14. Simulación mediante CFD del flujo turbulento alrededor de una concavidad esférica: (a) formación de dos torbellinos simétricos y (b) formación de un torbellino asimétrico	62
3.15. Esquema de la refrigeración por torbellino	63
3.16. Configuraciones de refrigeración por torbellino utilizadas por Glezer <i>et al.</i>	64
3.17. Comparación de diversas técnicas de refrigeración	64
3.18. Sistema de refrigeración por torbellino con doble cámara	65
3.19. Esquema de la refrigeración mediante celosías	66
3.20. Sistema de refrigeración de álabes de estátor del primer escalonamiento (NGV)	68
3.21. Diferentes geometrías de orificios de refrigeración	69
3.22. Modelo simplificado de refrigeración por película	70
3.23. Esquema de la refrigeración por transpiración de un álate	70
3.24. Concepto de refrigeración de doble pared	71
4.1. Diagrama T-s del ciclo de aire estándar reversible con un escalonamiento refrigerado [CHT] _{RC1}	75
4.2. (a) Diagrama T-s del ciclo [CHT] _{RC1} y (b) combinación de ciclos equivalentes	76
4.3. Diagrama T-s del ciclo de aire estándar reversible con dos escalonamientos refrigerados [CHT] _{RC2}	77
4.4. Diagrama T-s del ciclo de aire estándar reversible con múltiples escalonamientos refrigerados [CHT] _{RCM}	79
4.5. Diagrama T-s del ciclo de aire estándar irreversible con un escalonamiento refrigerado [CHT] _{IC1}	82
4.6. Rendimiento térmico del ciclo de aire estándar irreversible con un escalonamiento refrigerado, en función de la relación de temperaturas isentrópicas, con la temperatura máxima (T_3) como parámetro	84
4.7. Rendimiento térmico del ciclo de aire estándar irreversible con un escalonamiento refrigerado ($\psi = 0, 1$), en función de la temperatura máxima (T_3), con la relación de presiones como parámetro	84
4.8. Rendimiento en función de la temperatura para los ciclos irreversibles con y sin refrigeración (en un escalonamiento). (a) Rendimiento en función de la temperatura máxima. (b) Rendimiento en función de la temperatura de combustión (T_3) y la temperatura de entrada al rotor (T_5)	85
4.9. Diagrama T-s del ciclo de aire estándar irreversible con dos escalonamientos refrigerados [CHT] _{IC2}	87
4.10. Esquema del proceso de mezclado del refrigerante con la corriente principal	90
4.11. Rendimiento global arbitrario de los ciclos abiertos de turbina de gas (no refrigerado y con una corona de álabes refrigerada) en función de la relación de presiones, con la temperatura máxima como parámetro	95

- 4.12. Rendimiento global arbitrario de los ciclos abiertos de turbina de gas (no refrigerado y con una corona de álabes refrigerada) en función de la temperatura máxima, con la relación de presiones como parámetro 96
- 4.13. Rendimiento global arbitrario de los ciclos abiertos de turbina de gas ($[CHT]_{IU}$ y $[CHT]_{IC1}$) en función del trabajo específico neto, con la temperatura máxima y la relación de presiones como parámetros 97
- 4.14. Cálculo del rendimiento global arbitrario del ciclo $[CHT]$: rendimiento del ciclo no refrigerado en función de la temperatura de combustión $T_{cot} = T_3$ y rendimiento del ciclo con una corona de álabes refrigerada en función de la temperatura de entrada al rotor $T_{rit} = T_5$. Relación de presiones $r = 30$ 98

Índice de tablas

2.1. Características típicas de compresores axiales y centrífugos para turbinas de gas	19
--	----

Simbología y Nomenclatura

Nota: Segundo el caso, las variables en minúscula representan cantidades específicas, mientras que las extensivas se representan en mayúscula.

Símbolo	Descripción	Unidades
a, b	Constantes definidas en el texto	varias
c_p	Calor específico a presión constante	kJ/kg K
C	Constante utilizada en transferencia de calor	(-)
D	Diámetro (varios)	m
d	Diámetro en superficie de una concavidad	m
d_h	Diámetro hidráulico	m
f	Dosado: masa de combustible por unidad de masa de aire; también factor de fricción	(-); (-)
h, H	Entalpía	kJ/kg, kJ
H	Altura de las aletas	m
K	Constante	(-)
k	Coeficiente de fricción obtenido de forma empírica	(-)
l	Longitud de los orificios de película refrigerante	m
M	Número de Mach	(-)
Nu	Número de Nusselt	(-)
n	Relación de calores específicos medios del aire y los productos de la combustión, en los intervalos de temperatura T_1 y T_2 (aire) y T_3 y T_4 (productos), $n = (c_{pa})_{12}/(c_{pg})_{34}$,	(-)
n'	Relación de calores específicos medios del aire y los productos de la combustión, en los intervalos de temperatura T_1 y T_2 (aire) y T_1 y T_3 (productos), $n' = (c_{pa})_{12}/(c_{pg})_{13}$,	(-)
p	Presión	N/m ²
$[PCI]_{T_0}$	Poder calorífico inferior a la temperatura T_0	kJ/kg
q, Q	Calor aportado o rechazado	kJ/kg, kJ
r	Relación de presiones	(-)
R	Constante universal de los gases	kJ/kmol K
Re	Número de Reynolds	(-)
s, S	Entropía	kJ/kg K, kJ/K
T	Temperatura	°C, K
U	Velocidad tangencial de arrastre	m/s
v	Volumen específico	m ³ /kg
w, W	Trabajo desarrollado o consumido	kJ/kg, kJ
w^+	Cociente de diferencias de temperatura utilizado en transferencia de calor	(-)
x	Relación de temperaturas isentrópicas	(-)

X	Sección definida en el volumen de control para el análisis de la refrigeración abierta	(-)
y	$= V_c/V_g$ Cociente entre la velocidad del refrigerante y la de la corriente principal	(-)
z	Índice de expansión politrópica	(-)
α	$= \eta_c \eta_t \theta$	(-)
β	$= 1 + \eta_c(\theta - 1)$	(-)
γ	$= c_p/c_v$, relación de calores específicos	(-)
δ	Parámetro para cuantificar las pérdidas de presión; también, $= 1 - (x/\theta)$	(-); (-)
ε	$= [1 - (\eta_T \eta_C/x) - \eta_T + (\eta_T/x)]$	(-)
η	Rendimiento (ver nota al pie)	(-)
θ	Grado de calentamiento	(-)
κ	Factor global de proporcionalidad para las pérdidas de presión de remanso	(-)
λ	Espesor de la capa límite	m
ρ	Densidad	kg/m ³
σ	$= (\gamma - 1)/\gamma(1 - \lambda)$, índice de expansión politrópica con refrigeración	(-)
ϕ	Ángulo con el que se inyecta el refrigerante a la corriente principal	rad
Ψ	$= c_p \Delta T / U^2$, Coeficiente de carga de un escalonamiento	(-)
ψ	Fracción másica de caudal de aire de refrigeración	(-)

Subíndices

0	Relativo a las condiciones ambientales; también relativo al estado de remanso
1, 2, 3, 4, ...	Varios, relativo a estados termodinámicos
A	Relativo al calor rechazado
a	Aire
B	Relativo al calor suministrado
C	Relativo al compresor
CARNOT	Relativo al ciclo de Carnot
c	Aire de refrigeración
cot	Temperatura de salida de la cámara de combustión
E	Relativo al estado de salida, <i>exit</i>
esc	Relativo a un escalonamiento infinitesimal
f	Relativo al combustible
g	Relativo a los gases de combustión
H	<i>High</i> , relativo a alta presión
L	<i>Low</i> , relativo a baja presión
m	Relativo al estado de posterior a una mezcla de gases
o	<i>Overall</i> , global (rendimiento)
p	Presión constante (calor específico)
R	Denota una propiedad cuyo sistema de referencia está ligado al rotor (propiedad relativa)
rit	Temperatura de entrada al rotor

s	Relativo al estado posterior a un proceso isentrópico
T	Relativo a la turbina
T	Relativo a la temperatura
u	Útil, neto (trabajo o calor)
w_u	Relativo al trabajo específico máximo
x	Relativo a la relación de temperaturas isentrópicas constante; también relativo a la sección X
η	Relativo al rendimiento máximo

Superíndices

$\hat{\cdot}$	Relativo a una variable adimensional
$\bar{\cdot}$	Relativo a una variable media o promedio
$'$	Relativo a una variable cambiada, cuya definición guarda similitud con la original

Nota sobre los rendimientos

La letra griega η se utiliza para denotar el rendimiento térmico de un ciclo cerrado. Por otro lado, η_o se utiliza para denotar el rendimiento global arbitrario de un ciclo abierto.

A continuación se proporciona una lista de los rendimientos más utilizados en el texto.

η	Ciclo cerrado
η_o	Ciclo abierto (rendimiento global arbitrario)
η_{CARNOT}	Ciclo de Carnot
η_C	Compresor, rendimiento isentrópico
η_T	Turbina, rendimiento isentrópico
η_p	Proceso politrópico

Nomenclatura de los ciclos de turbina de gas

La nomenclatura utilizada a lo largo del texto para distinguir los diferentes ciclos es la propuesta por Hawthorne y Davis [1] para clasificar los ciclos de turbina de gas, en la que el compresor y la turbina son denotados por C y T, respectivamente. En el caso del ciclo cerrado, el intercambiador de calor del foco caliente se denota por H (del inglés *heater*) y no se denota el intercambiador de calor del foco frío. A su vez, en el caso del ciclo abierto el intercambiador de calor del foco caliente es reemplazado por una cámara de combustión, B (del inglés *burner*). Además, se utilizan los subíndices R e I para denotar ciclos y procesos reversibles e irreversibles, respectivamente. A modo de ejemplo, [CBT]_I se corresponde con el ciclo abierto real de turbina de gas.

Siglas

AM	Additive manufacturing
CC	Cámara de combustión
CFD	Computacional fluid dynamics
CMC	Ceramic matrix composite
COT	Combustor outlet temperature
EGV	Exit guide vane
HP	High pressure
IC	Intercambiador de calor
IGV	Inlet guide vane
ISO	International Organisation for Standardisation
LP	Low pressure
MMC	Metal matrix composite
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NDNW	Non-dimensional net work
NDHT	Non-dimensional heat transfer
NGV	Nozzle guide vane
ODS	Oxide dispersion-strengthened (alloy)
RIT	Rotor inlet temperature
TBC	Thermal barrier coating

1

Introducción

La turbina de gas es probablemente una de las mayores invenciones de los últimos dos siglos. Pocos son los sistemas mecánicos que han visto un desarrollo tan grande y repentino como este motor, pues desde los esfuerzos de los ingenieros Frank Whittle y Hans Von Ohain en la década de 1930, considerados los padres de la turbina de gas moderna, un gran número de avances en diferentes áreas han permitido que la turbina de gas sea la principal planta propulsora de las aeronaves actuales.

1.1 Contexto

La turbina de gas es un motor térmico, es decir, un sistema que extrae energía térmica de un fluido compresible para convertirla en una forma de energía útil, como un par mecánico en un eje, o una corriente de aire a gran velocidad.

Las aplicaciones más importantes de la turbina de gas son la propulsión aérea y la generación de energía eléctrica. La principal característica de este motor es su elevada potencia específica, por lo que resulta idóneo para la propulsión de aeronaves.

El funcionamiento de la turbina de gas se basa en el ciclo de Joule–Brayton. La versión más simple de este motor está compuesta por un compresor, una cámara de combustión y una turbina (Figura 1.1).

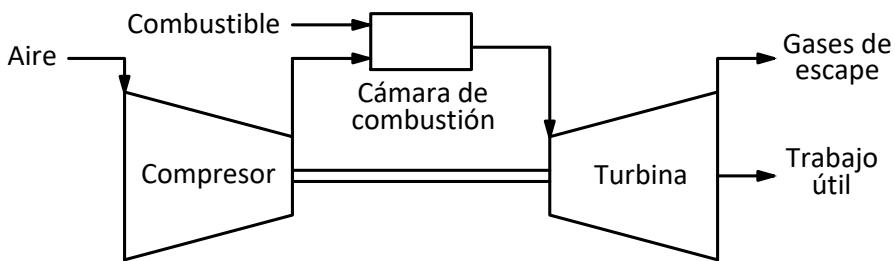


Figura 1.1: Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto

El diseño de turbinas de gas está marcado tanto por la viabilidad económica como medioambiental, por lo que existe una creciente necesidad de obtener motores con mayores eficiencias y mayores trabajos específicos [2]. Una posibilidad consiste en investigar nuevos ciclos de turbinas de gas, no sólo con el objetivo de aumentar la eficiencia y el trabajo específico sino también con el de reducir las emisiones del escape al mínimo. Buena parte de estos ciclos, llamados ciclos avanzados de turbina de gas, se presentan con más detalle en la referencia [3]. Sin embargo, la opción más extendida consiste en optimizar los ciclos existentes de turbina de gas.

De acuerdo con Çengel *et al.* [4], en general, es posible alcanzar mayores eficiencias en las turbinas de gas de tres formas:

- 1) incrementando la eficiencia de los componentes (eficiencia isentrópica de compresores y turbinas, eficiencia de cámaras de combustión, intercambiadores de calor, etc),
- 2) modificando el ciclo termodinámico mediante regeneración, compresión con enfriamiento, recalentamiento, inyección de agua, etc., e
- 3) incrementando la relación de presiones del ciclo y/o la temperatura de entrada a la turbina.

El aumento de la temperatura de entrada a la turbina está limitado principalmente por la temperatura de fusión de los materiales utilizados para este componente. Para llevar a cabo este incremento de temperatura sin comprometer la integridad del material, es posible proceder de dos formas: utilizando nuevos materiales resistentes a altas temperaturas, o bien, introduciendo un sistema de refrigeración para reducir la temperatura cerca de los componentes de la turbina.

Desde un punto de vista termodinámico, las modificaciones introducidas al ciclo Brayton debidas a la refrigeración impiden tratar el ciclo de la forma simple y directa que describen diversos autores [5, 6, 7]. Con todo, se hace necesario evaluar el impacto de la refrigeración en parámetros como la eficiencia o el trabajo específico neto de la turbina. Para realizar este análisis, se puede proceder de varias formas. La primera es a partir de modelos puramente analíticos, basados en la termodinámica del problema y realizando una serie de hipótesis simplificativas para obtener relaciones sencillas e intuitivas. La segunda consiste en utilizar modelos semi-empíricos, en los cuales se utilizan resultados de experimentos en combinación con la teoría. En tercer lugar, es posible abordar el problema de forma puramente empírica, obteniendo relaciones sobre los parámetros más relevantes a partir de experimentos. Finalmente, la cuarta forma consiste en resolver el problema termo-fluidodinámico mediante métodos numéricos, utilizando para ello programas para la simulación numérica.

1.2 Objetivo

El objetivo del presente trabajo consiste en analizar el efecto que tiene la refrigeración de álabes sobre el comportamiento de una turbina de gas, utilizando como base el modelo propuesto por Horlock [3]. Para ello, se buscará obtener una visión general del modelado termodinámico de la turbina de gas refrigerada y, más concretamente, del ciclo abierto de turbina de gas con una corona de álabes refrigerada. En concreto, en el trabajo se intentará dar respuesta a las siguientes preguntas:

- ¿Qué impacto tiene la refrigeración en el rendimiento del ciclo?
- ¿Qué sucede con el trabajo específico neto si se utiliza refrigeración en la turbina?

- ¿Son aplicables las conclusiones del ciclo de aire estándar con refrigeración al ciclo abierto de turbina de gas con refrigeración?

1.3 Alcance

El alcance de este trabajo consiste en el análisis, desde el punto de vista de las prestaciones termodinámicas, del efecto que la refrigeración de álabes posee sobre el ciclo de trabajo de la turbina de gas y sobre la evolución del fluido de trabajo en los escalonamientos de turbina. En particular, el trabajo consistirá en los siguientes puntos:

- Descripción del funcionamiento, tipos de ciclos termodinámicos y componentes fundamentales de la turbina de gas.
- Análisis de los ciclos de aire estándar reversible e irreversible con y sin refrigeración.
- Análisis del ciclo abierto de turbina de gas con y sin refrigeración.
- Descripción del estado de la tecnología en relación a refrigeración de álabes.
- Análisis del efecto de la refrigeración sobre diferentes parámetros como el rendimiento, el trabajo específico y la relación de presiones para el máximo rendimiento.

En línea con lo enunciado en la anterior lista, puede afirmarse que el presente trabajo requiere el análisis de los ciclos y procesos termodinámicos que tienen lugar en la turbina de gas, lo cual no requiere realizar un dimensionamiento de la misma.

A continuación se presentan de forma resumida los contenidos de cada capítulo, haciendo hincapié en qué objetivos fundamentales se tratan en cada uno. El trabajo está dividido en cuatro grandes bloques, que a su vez conforman los capítulos 2, 3 y 4.

En el Capítulo 2 se introduce la turbina de gas como motor térmico, describiendo sus componentes, así como las diferentes configuraciones que presenta. Después se describe el ciclo de Joule–Brayton simple ideal y teórico para el aire, también conocidos como ciclos de aire estándar. Finalmente, se introduce un modelo de turbina de gas de ciclo abierto irreversible sin refrigeración.

El Capítulo 3 consiste en una revisión del estado del arte de la refrigeración de turbinas de gas. En primer lugar, se realiza una reseña histórica, para después describir los avances en la tecnología de materiales resistentes a altas temperaturas. Al final del capítulo se describen las técnicas utilizadas hasta ahora para refrigerar los álabes de turbinas de gas.

Adentrados en el Capítulo 4, el estudio se centra en una turbina de gas refrigerada, suponiendo que el caudal de refrigeración es conocido. Primero se analizan los

1. Introducción

ciclos de aire estándar y, posteriormente, se aborda el estudio del ciclo abierto de turbina de gas con refrigeración en una corona de álabes.

Por último, en el Capítulo 5 se presentan las conclusiones del trabajo y se establecen posibles desarrollos futuros.

2 Fundamentos de la turbina de gas

2.1 Historia de la turbina de gas

El primer hito en la historia de la turbina de gas corresponde a la patente del inglés John Barber en 1791, que consistía en un motor térmico que funcionaba según el ciclo Brayton. Si bien este motor no llegó a construirse, sirvió como base para desarrollos futuros [8].

El siguiente acontecimiento relevante ocurrió a finales del siglo XIX cuando Franz Stolze, influenciado por el libro *Die calorische Maschine* (1853) de Ferdinand Redtenbacher, diseñó en 1872 una “turbina de fuego”, cuyo principio de funcionamiento y configuración han sido considerados idénticos a los de la turbina de gas moderna. El motor de Stolze estaba compuesto por turbomáquinas de tipo axial y, además, ya figuraba un intercambiador de calor para precalentar el aire de salida del compresor, mediante calor cedido por los gases de escape. Este diseño tan avanzado de turbina de gas, durante su desarrollo desde 1900 hasta 1904, no produjo trabajo neto alguno, probablemente a causa de la falta de conocimiento sobre los procesos de difusión [9].

El tercer desarrollo importante fue realizado por Aegidius Elling quien, influenciado por el trabajo de Stolze, empezó a trabajar en diseños de turbina de gas en 1882 y obtuvo su primera patente dos años después. Elling evitó los problemas de Stolze utilizando un compresor de tipo centrífugo, más eficiente, simple y fiable que los de tipo axial en aquella época [9].

Elling construyó en 1903 la primera turbina de gas que produjo trabajo neto (8,2 kW de potencia). Estaba compuesta por un diseño relativamente avanzado de turbocompresor, formado por seis etapas dotadas de difusores con álabes de ángulo variable (Figura 2.1), e inyección de agua entre etapas; una cámara de combustión; un pequeño intercambiador de calor en el que se generaba vapor, el cual era mezclado con los gases de escape antes de la turbina; así como una turbina centrípeta [9].

Más tarde, en 1904 Elling construyó una turbina de gas de ciclo regenerativo (véase la sección 2.3.1), la cual produjo una potencia de 32,8 kW, con una temperatura de entrada a la turbina de 500 °C. Elling continuó con el desarrollo de turbinas de gas, construyendo en 1924 un motor de cuatro ejes con interrefrigeración y recalentamiento entre los tres grupos de turbina-compresor, siendo el cuarto eje el de la turbina de potencia. Si bien los desarrollos de Elling fueron pioneros, no tuvieron un éxito comercial [9].

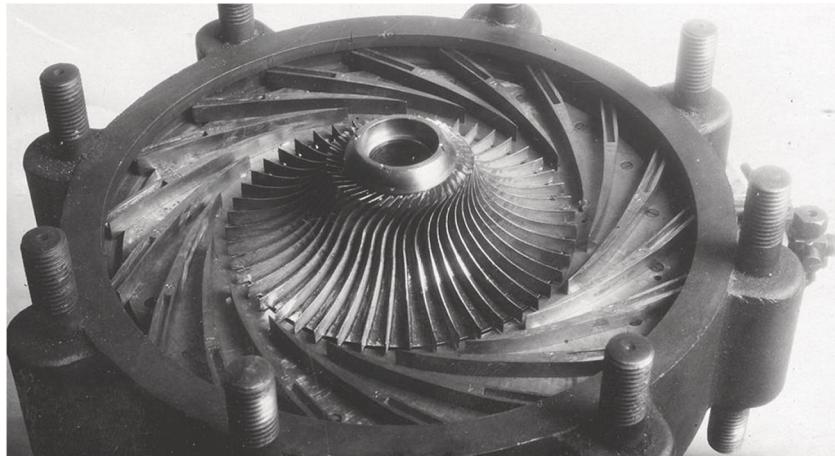


Figura 2.1: Etapa de turbocompresor centrífugo de Aegidius Elling, con difusor dotado de álabes de ángulo variable. Extraído de Robinson y Casey [10].

Otro avance importante lo realizó Charles Lemale en Francia, quien construyó en 1906 una turbina de gas que operaba según el ciclo de Joule–Brayton. El motor estaba formado por un compresor centrífugo monoeje de 25 etapas, que conseguía una relación de presiones de 3:1 con un rendimiento isentrópico de 65–70 %; una cámara de combustión con un revestimiento de carburo de silicio, operando a una sorprendente temperatura de 1800 °C, así como una turbina Curtis de dos etapas refrigerada por agua. El vapor generado en el sistema de refrigeración era conducido a unas toberas que descargaban en la misma turbina, un concepto que está recibiendo un renovado interés en la actualidad [9]. Si bien este avanzado diseño de turbina de gas produjo trabajo neto, sólo poseía un rendimiento térmico de un 3,5 %.

Por otro lado, Hans Holzwarth propuso en 1907 una turbina de gas basada en un ciclo de combustión a volumen constante, en el cual tenía lugar una combustión intermitente similar al ciclo Otto. Koerting construyó este motor en 1913. Si bien el diseño de Holzwarth consistía en una turbina de 746 kW, el motor resultante sólo produjo 149 kW. Finalmente se detuvo su desarrollo debido a que presentaba desventajas tanto en tamaño como en rendimiento respecto a los motores de combustión interna alternativos contemporáneos [9].

Durante las primeras dos décadas del siglo XX hubo muchos otros intentos fallidos por conseguir una turbina de gas que produjese trabajo neto y, en el caso de obtenerla, que fuera económicamente viable. Entre ellos, puede citarse el trabajo de Sanford Moss (1903), Adolph Vogt (1904), Barbezat y Karavodine (1908) y Hugo Junkers (1914) [9].

Los esfuerzos realizados durante las dos siguientes décadas por diferentes personas permitieron desarrollar con éxito la turbina de gas moderna. Uno de los mayores contribuyentes fue Aurel Stodola, profesor en el Instituto Politécnico de Zurich, que realizó pruebas con el motor de Holzwarth en Thyssen, realizando numerosas mejoras [9].

Un avance importante lo realizó W. G. Noack de Brown Boveri, que propuso reutilizar el calor de rechazo para generar vapor, diseño que posteriormente se materializó en la denominada caldera Velox. Esta máquina consistía en un compresor

axial que sobrealimentaba una caldera, en la que se quemaba gas o combustible líquido, cuyos gases calientes se expandían en una turbina, que a su vez accionaba el compresor. Para realizar pruebas a las turbomáquinas, en 1936 se sustituyó la caldera por una cámara de combustión de alta temperatura y el motor resultante produjo trabajo neto con un rendimiento térmico razonable. De esta forma, la primera turbina de gas industrial económicamente viable fue construida, de manera fortuita, por Brown Boveri [9].

Muchos otros avances en turbinas de gas para la obtención de potencia mecánica tuvieron lugar en Suiza; en 1936 Sulzer estudió tres tipos de turbina de gas y se dedicó a producir motores de flujo axial que operaban según el ciclo Brayton abierto; en 1939, Jacob Ackeret y Curt Keller diseñaron para Escher Wyss una turbina de gas de ciclo Brayton cerrado, utilizando aire como fluido de trabajo [9].

Otro ingeniero pionero en turbinas de gas fue George Jendrassik, quien construyó su primer motor de turbina de gas en 1936. El motor entregaba una potencia de 74 kW y los resultados de las pruebas indican un desempeño sin precedentes: con una temperatura de entrada a la turbina de sólo 475 °C; un intercambiador de calor formado por placas de acero, así como una cámara de combustión rudimentaria, se obtuvo un rendimiento térmico del 21 %. El compresor axial de diez etapas poseía un rendimiento politrópico de 86,5 %, logrando una relación de presiones de 2,2:1. Jendrassik diseñó y construyó numerosos motores de turbina de gas con éxito y es considerado el inventor de la turbina de gas con turbina de potencia. Al igual que Elling, los méritos de Jendrassik son frecuentemente olvidados en literatura [9].

En la misma década que se construyó la primera turbina de gas industrial con éxito, el motor turborreactor para propulsar aeronaves estaba siendo desarrollado independientemente por dos ingenieros: Frank Whittle en Gran Bretaña y Hans Von Ohain en Alemania [9].

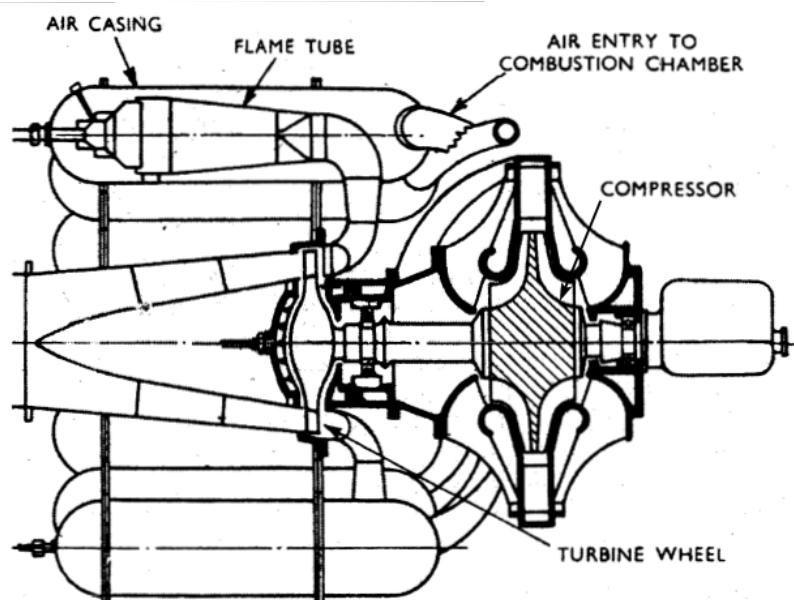


Figura 2.2: Esquema del turborreactor W1 diseñado por Frank Whittle.
Adaptado de Lüdtke [11].

El interés de Whittle en la propulsión a chorro empezó en 1928 cuando escribió su tesis sobre las posibilidades de la turbina de gas con hélice para la propulsión de aeronaves. En 1929 concibió el diseño del turborreactor y un año después obtuvo la patente para este motor. Debido a la falta de soporte, tanto por parte del gobierno como de la industria de motores de aviación, no fue hasta 1936 cuando Whittle consiguió fundar su propia empresa, Power Jets Ltd. Un año más tarde realizó la primera prueba de un motor turborreactor de combustible líquido de la historia. El motor estaba formado por un compresor centrífugo de una etapa, una única cámara de combustión y una turbina axial de una etapa. Si bien el funcionamiento del motor fue razonablemente bueno, acabó fuera de control debido a un problema en la alimentación, que fue arreglado con facilidad. Tras dos años de desarrollo, Whittle consiguió un contrato con el gobierno para construir un motor turborreactor para una aeronave experimental, el Gloster E28/29. El motor resultante se designó como W1 (Figura 2.2) y estaba constituido por una etapa de compresor centrífugo de doble aspiración, diez cámaras de combustión de flujo inverso y una etapa de turbina axial [12].

Por su parte, Hans von Ohain se interesó por la propulsión de aeronaves en 1933, siendo estudiante de física y mecánica aplicada en la Universidad de Göttingen. En 1936 von Ohain consiguió un trabajo como ingeniero en Heinkel y junto con un equipo de ingenieros experimentados, diseñó un motor turborreactor experimental que funcionaba con hidrógeno. Los motivos del desarrollo de este motor fueron varios. Por un lado, von Ohain y su equipo no habían conseguido solucionar el problema de la cámara de combustión de combustible líquido, que consistía en un rendimiento de la combustión bajo. Por otro lado, el equipo debía presentar algún modelo a corto plazo a Ernst Heinkel para que éste siguiera interesado en el programa de desarrollo de turborreactores. El motor, designado como He S.1, se construyó un año después y resultó ser un éxito [12].

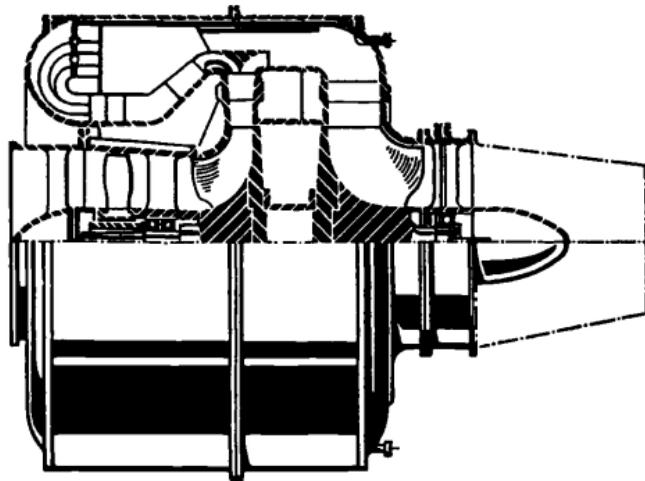


Figura 2.3: Esquema del turborreactor He S.3 diseñado por Hans von Ohain.
Extraído de Mattingly [12].

Más adelante, una vez solucionados los problemas en la cámara de combustión asociados a la quema de combustible líquido, el equipo de von Ohain construyó en 1939 el He S.3 (Figura 2.3). Este motor fue el primer turborreactor que propulsó

una aeronave, el He-178, la cual voló por primera vez el 1939. El He S.3 estaba compuesto por un compresor centrífugo unido directamente a una turbina centrípeta y una cámara de combustión anular de flujo inverso [12].

Desde los desarrollos del turborreactor por parte del Reino Unido y Alemania, la turbina de gas ha probado ser el motor idóneo para aplicaciones aeronáuticas, e incluso imprescindible para aeronaves de alta velocidad. La turbina de gas desplazó en pocos años al motor de émbolo, excepto en potencias muy pequeñas y casos particulares. Asimismo, su aplicación se ha visto extendida al campo naval y al industrial en el que, en el último tercio del siglo XX, ha afianzado su presencia en turbinas de reserva, emergencia, grupos de cogeneración y ciclos combinados. Además, también se han utilizado turbinas de gas en plantas nucleares de ciclo directo [13].

2.2 Funcionamiento de la turbina de gas

Por un lado, una turbina de gas es un tipo de motor térmico en el que evoluciona un fluido compresible que no se condensa a lo largo de su evolución en el motor [14]. Por otro lado, desde un punto de vista termodinámico, la turbina de gas es un sistema en el que se produce un intercambio energético entre un fluido y las partes móviles del sistema, denominadas rotores, cuyo resultado es, generalmente, un trabajo neto en el eje o una corriente de aire con elevada energía cinética.

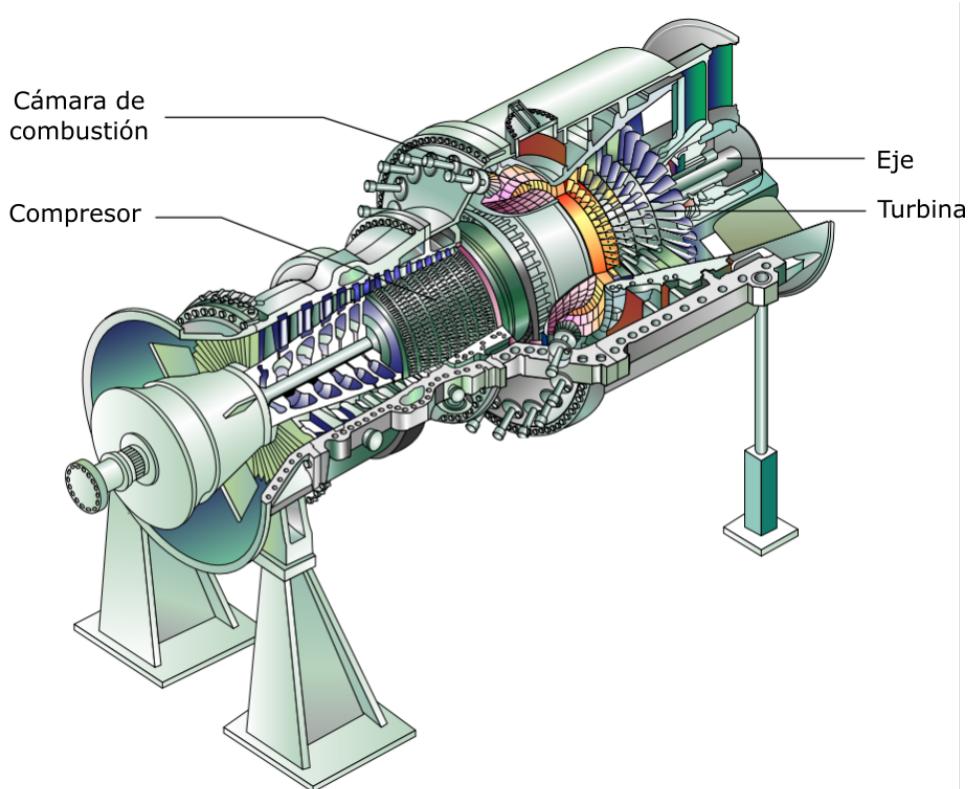


Figura 2.4: Vista en corte de la turbina de gas industrial de ciclo abierto Siemens V94.2. Adaptado de Boyce [8].

Desde un punto de vista mecánico, la turbina de gas es un motor formado por una serie componentes, dependiendo de su configuración. Los componentes de turbinas de gas más habituales son compresores, cámaras de combustión, intercambiadores de calor y turbinas (Figura 2.4). Estos componentes se pueden clasificar según el principal intercambio energético que tiene lugar entre ellos y el fluido de trabajo.

Por un lado, los componentes diseñados con el fin de intercambiar energía mecánica con el fluido de trabajo son equipos dinámicos, es decir, poseen partes móviles. Estos dispositivos se denominan turbomáquinas térmicas y en el caso de la turbina de gas, estos son el compresor y la turbina.

Por otro lado, los componentes diseñados con el fin de intercambiar energía térmica con el fluido de trabajo son equipos estáticos, es decir, no poseen partes móviles y el único intercambio energético que tiene lugar en ellos es la transferencia de calor. Entran dentro de esta categoría los intercambiadores de calor y las cámaras de combustión.

A continuación se describe, de forma resumida, el funcionamiento de una turbina de gas. En primer lugar el fluido de trabajo es admitido dentro del motor y se comprime en el compresor, dado que es necesario que exista una diferencia de presiones entre la entrada y la salida de la turbina para que esta desarrolle trabajo. Si inmediatamente después de la compresión, el fluido fuera expandido en la turbina y no hubiera pérdidas en ninguna de las dos turbomáquinas, el trabajo desarrollado por la turbina sería exactamente el mismo que el absorbido por el compresor. De esta forma, si estos dos componentes ideales estuvieran acoplados por un eje, el sistema resultante no produciría trabajo neto. Aunque fuera posible construir el sistema en cuestión, no sería de interés práctico puesto que no desarrollaría trabajo útil. Además, en un sistema real con pérdidas, el trabajo entregado por la turbina es menor que en el caso ideal, mientras que el absorbido por el compresor es mayor que en el caso ideal. En consecuencia, para obtener un trabajo neto se hace necesario incrementar la salida de trabajo de la turbina. Una forma de realizar esto es incrementando la energía térmica del fluido de trabajo antes de que este se expanda en la turbina. Este proceso se lleva a cabo en un intercambiador de calor o en una cámara de combustión. Finalmente, el fluido de trabajo con elevada energía térmica se expande en la turbina desarrollando trabajo, del cual parte se emplea en accionar el compresor y elementos auxiliares, siendo el resto trabajo útil.

En las turbinas de gas de ciclo abierto cuyo fluido de trabajo es aire¹, el fluido no se recircula dentro del motor sino que es expulsado a la atmósfera. Por otro lado, en las turbinas de gas de ciclo cerrado el fluido es recirculado dentro del motor. En este caso, el proceso en el que se aumenta la energía térmica del fluido tiene lugar en un intercambiador de calor. Además, para restablecer el estado termodinámico del fluido al final del proceso de expansión, se utiliza otro intercambiador de calor en el que el fluido cede la energía térmica no aprovechable a un sumidero de calor.

Existe una familia importante de turbinas de gas que recibe el nombre de turbinas de gas de aviación y, como su nombre indica, se utilizan para la propulsión de aeronaves.

¹↑Lo más habitual es que las turbinas de gas de ciclo abierto trabajen con aire y las de ciclo cerrado con helio [15].

En estos motores la energía mecánica útil que se obtiene de la energía del combustible, puede ser bien en forma de par en el eje, bien en forma de un incremento de la energía cinética de una masa de gases, o ambos. En el primer caso, el trabajo neto desarrollado se emplea para accionar una hélice, la cual genera una fuerza de propulsión como consecuencia de la variación de la cantidad de movimiento de fluido que trasiega.

Por otro lado, en el segundo caso, al no existir trabajo neto en forma de par en el eje, la relación de expansión de la turbina se ajusta a la necesaria para que la turbina desarrolle justo el trabajo absorbido por el compresor y componentes auxiliares. De esta forma, los productos de la combustión, parcialmente expandidos en la turbina, siguen expandiéndose hasta la presión atmosférica en una tobera propulsora para generar empuje.

Finalmente, en el tercer caso la fuerza de propulsión proviene, por un lado de la hélice accionada por la turbina y por otro, de la expansión y aceleración de gases en una tobera.

2.3 Tipos de instalaciones

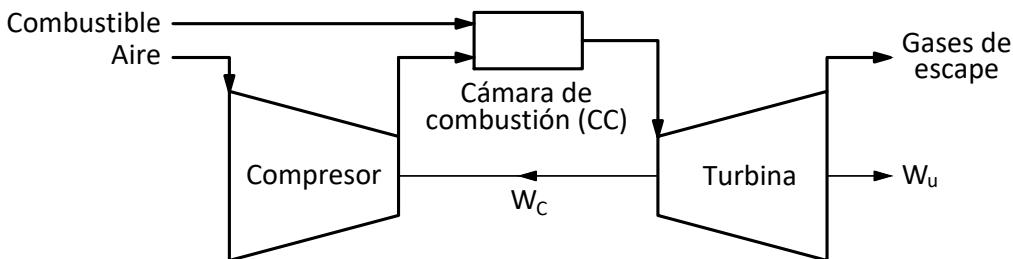
El desarrollo de la turbina de gas ha abierto las puertas a nuevas aplicaciones para este motor además de la propulsión de aeronaves, como la generación de energía eléctrica, el transporte de gas y la propulsión naval.

En la mayoría de aplicaciones las turbinas de gas operan en ciclo abierto, en gran medida debido a la elevada potencia específica de esta configuración, en cuyo caso se denominan motores de combustión interna. En este tipo de motor los reactantes y posteriormente los productos de la combustión, constituyen el fluido de trabajo. Este sufre transformaciones fisicoquímicas irreversibles, por lo que el motor no evoluciona según un ciclo cerrado. Sin embargo, su evolución puede asimilarse a un ciclo termodinámico puesto que el fluido sí experimenta una secuencia de procesos que se repiten en el tiempo [14]. Un esquema de una turbina de gas de ciclo abierto se presenta en la Figura 2.5a.

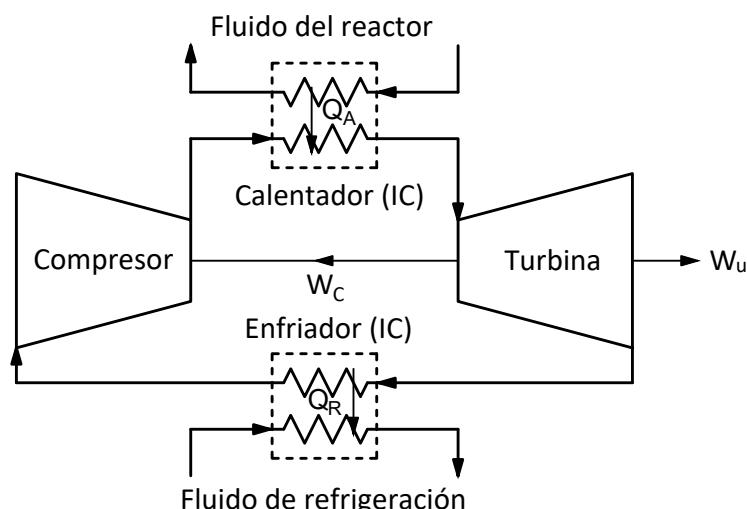
No obstante, existen turbinas de gas que operan en ciclo cerrado, denominándose en este caso motores de combustión externa. En estos motores el fluido de trabajo evoluciona según una serie de procesos que forman un ciclo cerrado, es decir, los estados termodinámicos del fluido al inicio y al final del ciclo son iguales. En este tipo de motores, el fluido de trabajo no participa en el proceso de combustión y por tanto no experimenta ninguna transformación química. En la Figura 2.5b se muestra el esquema de una turbina de gas de ciclo cerrado. Este tipo de motores es de uso poco frecuente debido a su baja potencia específica en comparación con las turbinas de gas de ciclo abierto, a causa del peso de los intercambiadores de calor (IC). Sin embargo, presentan algunas ventajas como la posibilidad de utilizar una mayor variedad de combustibles [14].

La aplicación más importante de turbinas de gas de ciclo cerrado son las plantas nucleares de producción de energía. Esto se debe a que en el caso de las centrales

nucleares se hace imprescindible que la transferencia de energía térmica al fluido de trabajo se efectúe a través de un intercambiador de calor, para impedir la contaminación del fluido por radiación.



(a)



(b)

Figura 2.5: (a) Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto. (b) Esquema de una turbina de gas de ciclo cerrado.

2.3.1 Clasificación de los ciclos de turbina de gas

Anteriormente se ha explicado el funcionamiento básico de la turbina de gas, el cual se corresponde con el ciclo termodinámico simple, bien sea un ciclo abierto o cerrado. Sin embargo, a lo largo del desarrollo de la turbina de gas se han ido introduciendo modificaciones al ciclo simple en aras de aumentar bien el rendimiento térmico, bien el trabajo específico, o ambos. A continuación se resumen los ciclos de turbina de gas utilizados tradicionalmente.

- **Ciclo simple**

Es el ciclo más sencillo con el que operan las turbinas de gas (Figura 2.5). Los componentes de este motor en caso de funcionar en ciclo abierto son un compresor,

una cámara de combustión y una turbina. Para el caso del ciclo cerrado, la cámara de combustión se sustituye por un intercambiador de calor, utilizándose otro intercambiador de calor para cerrar el ciclo.

- **Ciclo compuesto**

Se conoce como turbina de gas de ciclo compuesto aquella en la que bien la compresión es escalonada con refrigeración intermedia, bien la expansión es escalonada con recalentamiento intermedio, o ambos. La compresión con enfriamiento y la expansión con recalentamiento persiguen un proceso de compresión y expansión isotermos, respectivamente, pues la compresión isoterma es la que menor trabajo requiere y la expansión isoterma es la que mayor trabajo entrega. Esto conduce a un aumento del trabajo específico del motor, pero también en una reducción del rendimiento térmico del mismo [3]. En las figuras 2.6a y 2.6b se presenta el esquema del ciclo con compresión interrefrigerada y con recalentamiento, respectivamente.

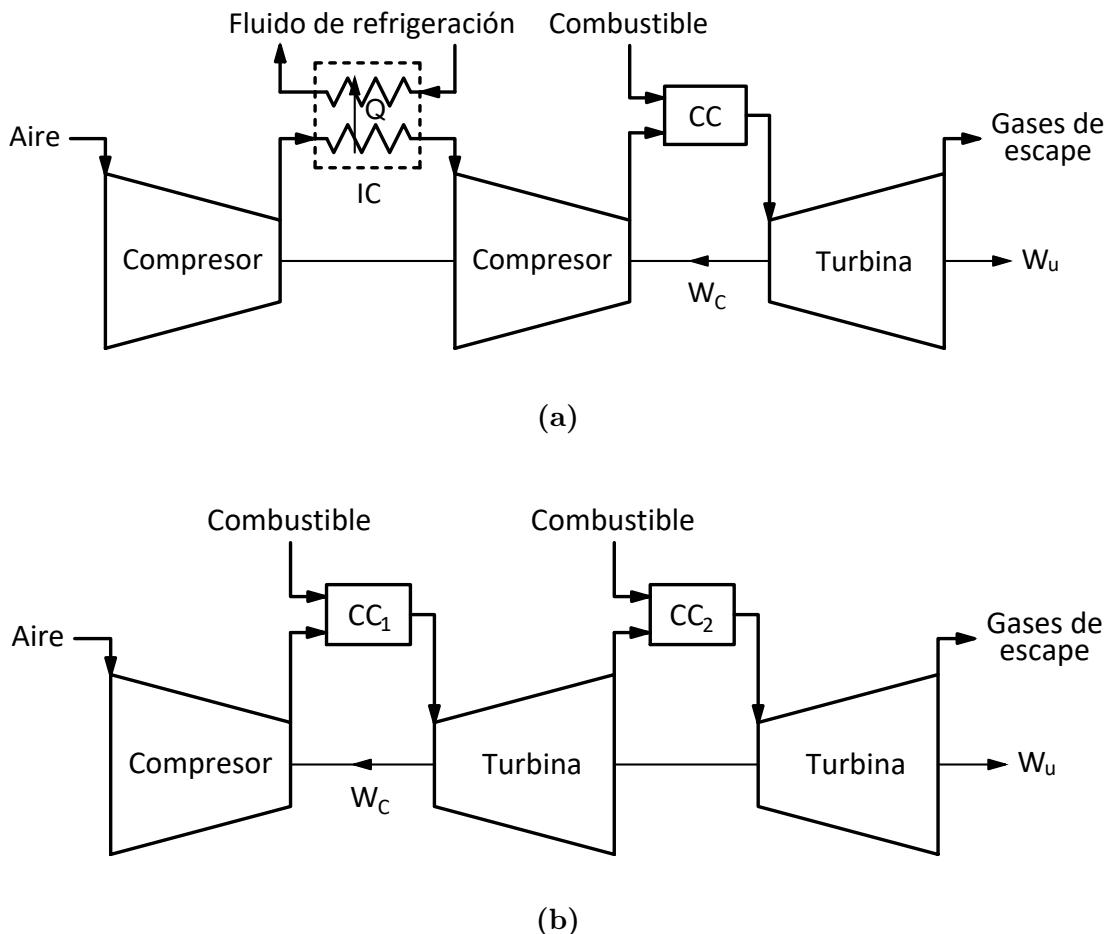


Figura 2.6: (a) Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto con compresión interrefrigerada. (b) Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto con recalentamiento.

Por un lado, para realizar la compresión escalonada con enfriamiento se coloca un intercambiador de calor entre dos compresores para enfriar el fluido de trabajo.

Por otro lado, para realizar la expansión escalonada con recalentamiento se sitúa una segunda cámara de combustión o intercambiador de calor después de la primera turbina, donde se vuelve a incrementar la energía térmica del fluido. Para aprovechar esta energía térmica se utiliza una segunda turbina, denominada generalmente turbina de baja presión. En contraposición, la primera turbina se denomina de alta presión.

- **Ciclo regenerativo**

Se denomina así al ciclo termodinámico simple o compuesto en el que se utiliza parte de la energía térmica residual del fluido saliente de la turbina para precalentar el aire de salida del compresor, antes de entrar en la cámara de combustión o en el intercambiador de calor (Figura 2.7). De esta forma se reduce la energía necesaria para alcanzar una temperatura dada a la entrada de la turbina y por lo tanto, el rendimiento térmico del ciclo aumenta. Para que el ciclo regenerativo sea efectivo, la temperatura del fluido a la salida de la turbina debe ser superior a la temperatura de salida del compresor.

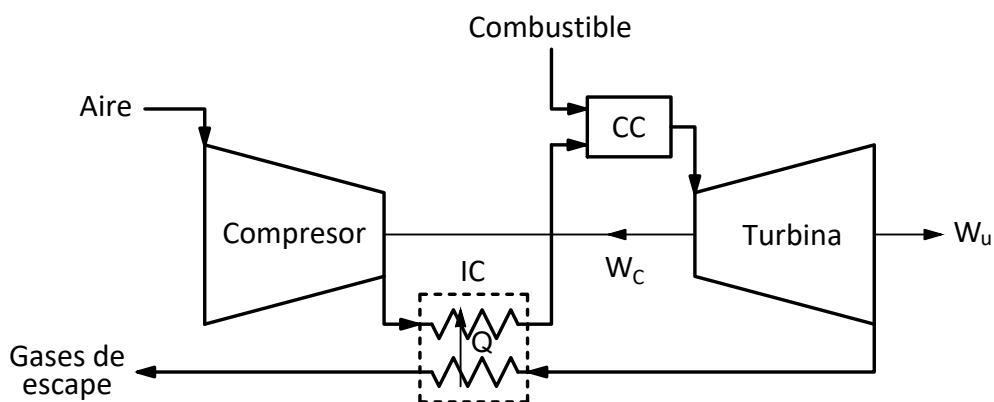


Figura 2.7: Esquema de una turbina de gas de ciclo abierto con regeneración

2.3.2 Configuraciones mecánicas de la turbina de gas

La turbina de gas presenta diferentes configuraciones mecánicas dependiendo de la aplicación. En concreto, estas configuraciones tienen que ver con el número de compresores y turbinas por eje y la forma con la que se acoplan estos componentes. Con carácter general, pueden distinguirse dos grandes grupos: las turbinas de gas de un solo eje y las de más de un eje.

- **Turbinas de gas monoeje**

El montaje en un solo eje es el más simple. En esta configuración, el compresor, la turbina y la carga están acoplados en el mismo eje, tal como se pone de manifiesto en la Figura 2.5a. La principal ventaja que presenta esta disposición respecto a los

diseños multieje es la simplicidad mecánica, que se traduce en un menor tamaño, peso y coste.

Las turbinas de gas monoeje se utilizan generalmente en aplicaciones que requieren un régimen de giro constante, como es el caso de la producción de energía eléctrica. Esto se debe a la fuerte influencia del grado de carga en el rendimiento térmico de la turbina de gas, de forma que a cargas parciales el rendimiento disminuye significativamente [3]. Es posible incorporar una caja reductora para disminuir la velocidad de giro de la carga, si bien esto supone una mayor complejidad mecánica.

- **Turbinas de gas multieje**

Es posible distinguir entre dos tipos de configuraciones multieje: las turbinas de gas con turbina de potencia y las que presentan más de un conjunto compresor-turbina. Sin bien existen diseños que incorporan las dos clases de configuraciones, estas se estudiarán por separado.

- *Turbinas de gas con turbina de potencia*

Estos motores presentan una turbina separada mecánicamente del conjunto compresor-turbina principal, como se pone de manifiesto en la Figura 2.8. Esta turbina es la denominada turbina de potencia, mientras que la turbina que acciona el compresor generalmente se denomina turbina de alta presión. El conjunto compresor-turbina de alta se conoce como *generador de gas*. En las turbinas de gas con turbina de potencia, solo la turbina de potencia desarrolla trabajo neto, que se emplea exclusivamente para accionar la carga. Estos motores se utilizan principalmente en aplicaciones que involucran una carga variable, como la propulsión de aeronaves y buques. Esto se debe a la drástica disminución del rendimiento térmico de la turbina de gas monoeje fuera del punto de diseño, que limita el uso de este motor en aplicaciones que implican una significativa variación de la carga.

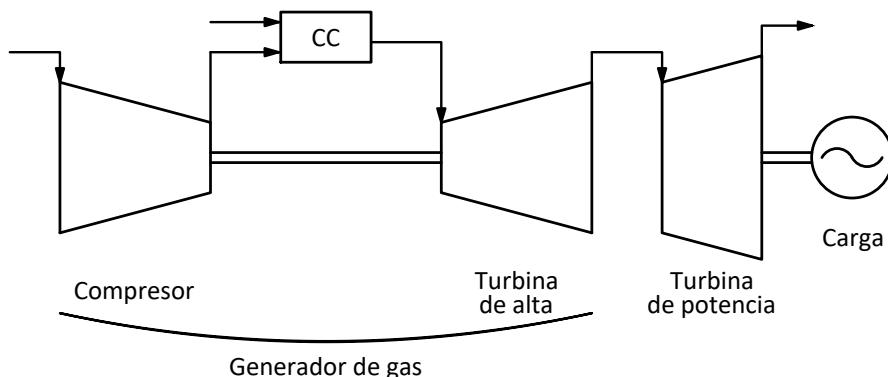


Figura 2.8: Esquema de turbina de gas con turbina de potencia

Las ventajas que presentan los diseños con turbina de potencia respecto a los de un solo eje, son varias. Por un lado, presentan un mejor rendimiento a cargas

parciales, lo que se traduce en un mayor rango operación. Por otro, el tiempo de encendido es más reducido y el motor de arranque consume menos energía puesto que solo debe accionar el generador de gas.

— *Turbinas de gas con más de un conjunto compresor–turbina*

En estos diseños dos o más compresores son accionados independientemente por dos o más turbinas, existiendo el mismo número de compresores que de turbinas. La configuración más habitual consiste en dos conjuntos compresor–turbina: uno de alta presión que no produce trabajo neto y otro de baja presión que sí produce trabajo neto. Los ejes pueden ser concéntricos (Figura 2.9a), caso frecuente en turbinas de gas de aviación, o paralelos (Figura 2.9b).

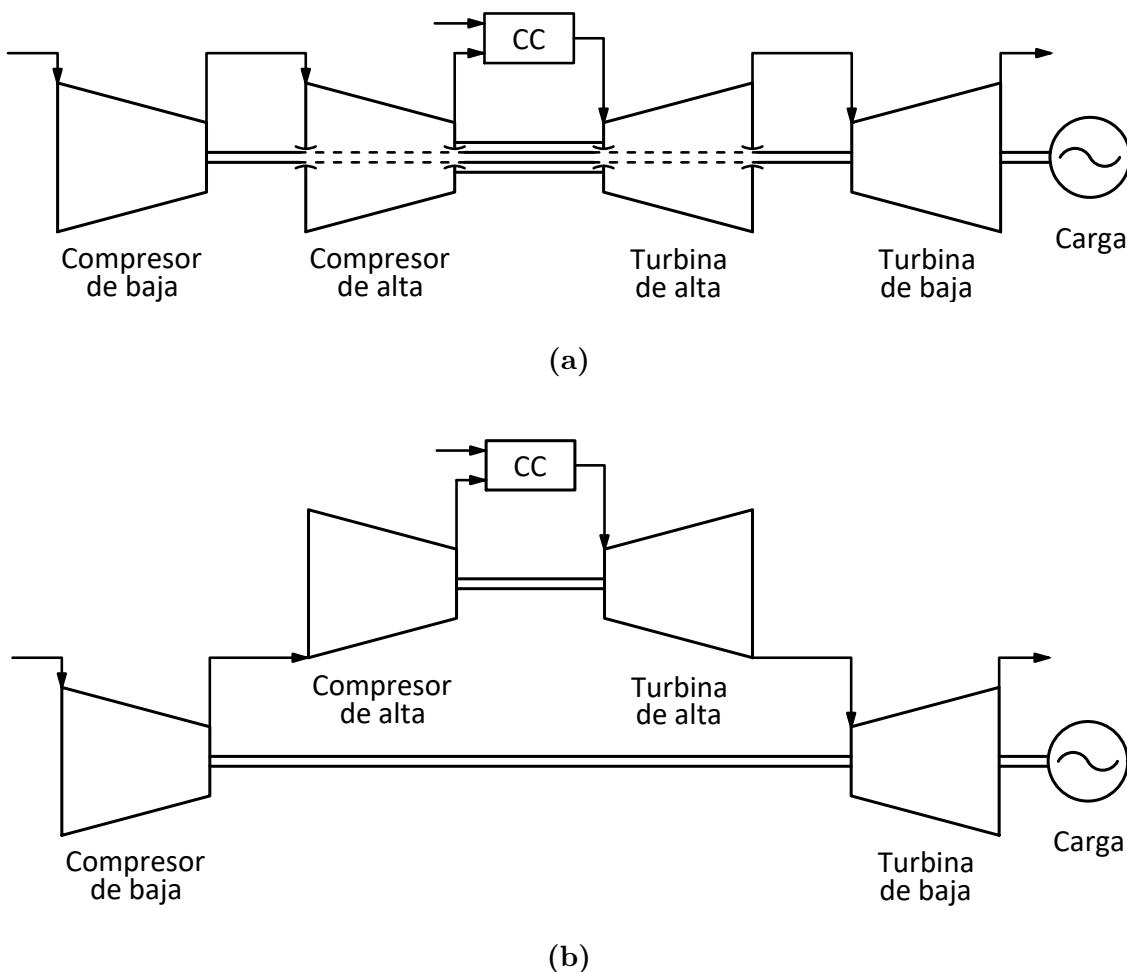


Figura 2.9: Esquemas de turbinas de gas de doble eje: (a) configuración en ejes concéntricos y (b) configuración en ejes paralelos

La incorporación de más de un conjunto compresor–turbina se debe a las inestabilidades que exhiben los compresores con relaciones de presiones elevadas, cuando operan fuera de las condiciones de diseño². Estas inestabilidades tienen su origen en

²↑Véase el Capítulo 8 del libro de Wilson y Korakianitis [9] para un análisis más profundo.

el desprendimiento del flujo en las coronas de álabes, fenómeno denominado *entrada en pérdida* de la corona de álabes. Dividiendo el compresor en dos o más secciones independientes, cada una girando a un régimen distinto, se consigue minimizar las inestabilidades fuera del punto de diseño.

2.3.3 Tipos de turbina de gas según el origen del diseño

Es posible clasificar las turbinas de gas según la función para la que se diseñan. En este sentido, es posible distinguir entre dos tipos de turbina de gas: turbinas de gas de aviación e industriales.

- **Turbinas de gas de aviación**

Históricamente, los motores de aviación basados en turbinas de gas han sido pioneros en la tecnología de la que depende la turbina de gas. A diferencia de las turbinas industriales, el diseño de turbinas de gas de aviación ha estado marcado por los estrictos requisitos impuestos a los motores de aviación, que consisten en una elevada potencia específica y un alto rendimiento térmico. Para ello y como se justificará posteriormente, las turbinas de gas de aviación operan con mayores temperaturas de entrada a la turbina y mayores relaciones de compresión. En consecuencia, el período entre revisiones de estos motores está entre las 10 000 y las 40 000 horas, inferior al de las turbinas de gas industriales.

Por otro lado, hay una clase de turbinas de gas utilizadas en aplicaciones industriales que derivan de un diseño de turbina de gas de aviación. Estos motores se denominan turbinas de gas aeroderivadas y consisten en diseños inicialmente concebidos para la propulsión de aeronaves, a los que se realiza una serie de modificaciones con el objetivo de adaptarlas a un uso industrial. Estas modificaciones son las siguientes [14]:

- Remplazo de la tobera impulsora por una turbina de potencia, con el objetivo de aprovechar la energía térmica de los gases transformándola en energía mecánica en forma de par en el eje.
- Disminución de la temperatura de entrada a la turbina para incrementar la vida útil de la misma.
- Cambios en el sistema de inyección para permitir el uso de combustibles más económicos.

La razón de esta transformación radica en el hecho de que en el pasado, las turbinas de gas industriales eran comparativamente menos potentes y eficientes que las de aviación. En consecuencia, los fabricantes de turbinas de gas industriales aprovecharon los diseños de turbina de gas de aviación, adaptándolos para fines industriales, puesto que resultaba más económico y más rápido que abordar un diseño totalmente nuevo.

Las turbinas de gas aeroderivadas, al igual que las de aviación, trabajan con temperaturas de entrada a la turbina y relaciones de presiones elevadas, lo que se traduce en un mejor rendimiento que las de tipo industrial.

- **Turbinas de gas industriales**

Las turbinas de gas de tipo industrial son motores diseñados específicamente para fines industriales, presentando un aspecto más robusto que las turbinas de gas de aviación. Se utilizan en aplicaciones como el transporte de gas, la propulsión de buques y la producción de energía eléctrica.

Este tipo de turbinas presenta una cámara de combustión más grande que las de aviación, puesto que el peso y la resistencia aerodinámica no son factores limitantes. En contrapartida, presentan en general una temperatura de entrada a la turbina inferior, dado que en el ámbito industrial prima la vida útil del motor en lugar de un alto rendimiento. Debido a lo anterior, el período entre revisiones de esta clase de motores es del orden de las 100 000 horas, mucho más grande que en el caso de las turbinas de gas aeroderivadas. De esta forma, las turbinas de gas industriales presentan un coste de mantenimiento más reducido que las turbinas de gas aeroderivadas. No obstante, al poseer menores rendimientos, su consumo de combustible es ligeramente superior al las unidades aeroderivadas, por lo que el coste de operación es mayor.

2.4 Componentes fundamentales de la turbina de gas

En esta sección se describirán de forma resumida los principales componentes de la turbina de gas de ciclo abierto simple, que es el ciclo estudiado en este trabajo.

2.4.1 Compresor

El compresor es una turbomáquina térmica en la que el fluido recibe trabajo del exterior y, a través de un proceso de difusión y en algunos casos del efecto de la fuerza centrífuga, se incrementa la presión de este. Está formado por dos elementos encerrados por una carcasa: uno móvil denominado rotor y uno fijo denominado estátor. Ambos están constituidos por una serie de perfiles denominados álabes, dispuestos simétricamente respecto a un eje. Se denomina etapa o escalonamiento de compresor a una corona de rotor seguida de una de estátor.

Los compresores más habituales en turbinas de gas son de dos tipos: axiales y axio–radiales o centrífugos. En los primeros (Figura 2.10) el flujo es principalmente paralelo al eje del rotor, mientras que en los segundos (Figura 2.11), el flujo es axial a la entrada y radial a la salida. En los axiales suelen utilizarse unos álabes guía a la entrada del compresor, denominados *inlet guide vanes* (IGV), así como a la salida, denominados *exit guide vanes* (EGV). La función de ambos es proporcionar

el ángulo adecuado a la velocidad del fluido. En los centrífugos, dependiendo de la aplicación se coloca una carcasa en forma de espiral denominada voluta, que sirve para recoger el fluido y canalizarlo.

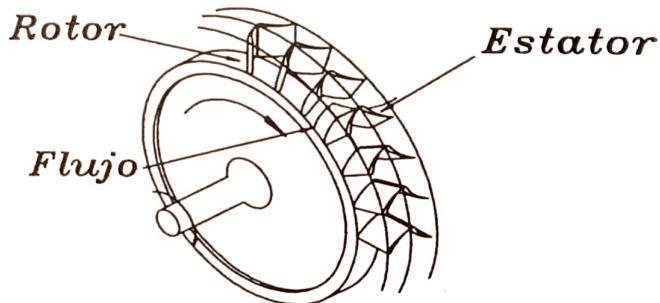


Figura 2.10: Compresor axial elemental. Extraído de Muñoz *et al.* [13].

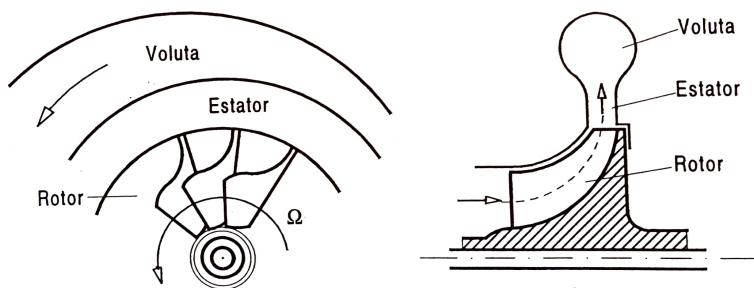


Figura 2.11: Compresor centrífugo. Extraído de Muñoz *et al.* [13].

En general, para un área frontal dada, los de tipo axial admiten caudales másicos más elevados y poseen mayores rendimientos isentrópicos que los centrífugos. En cambio, los centrífugos trabajan con relaciones de compresión más elevadas por escalonamiento y su rango de operación es más amplio. En la tabla 2.1 se presentan valores de referencia del funcionamiento de ambos tipos de compresores.

Tipo	relación de presiones			Rendimiento	Rango de operación
	Industrial	Aeroespacial	Experimental		
Axial	1,05–1,3	1,1–1,45	2,1	80–91 %	Estrecho, 3–10 %
Centrífugo	1,2–1,9	2,0–7,0	13	75–82 %	Amplio, 25 %

Tabla 2.1: Características típicas de compresores axiales y centrífugos para turbinas de gas

Las curvas características del compresor (Figura 2.12) representan el comportamiento del mismo en condiciones de funcionamiento variables. El rango de operación

es el rango de gasto másico comprendido entre la línea de bombeo y el punto de bloqueo³, para un determinado régimen de giro. La línea de bombeo es la frontera entre el régimen estable del compresor y el inestable, denominado bombeo y caracterizado por presentar inversiones del flujo debido al desprendimiento de la capa límite en los álabes. El fenómeno de bombeo va acompañado de fuertes oscilaciones en el sentido del flujo, que pueden llegar a dañar el compresor.

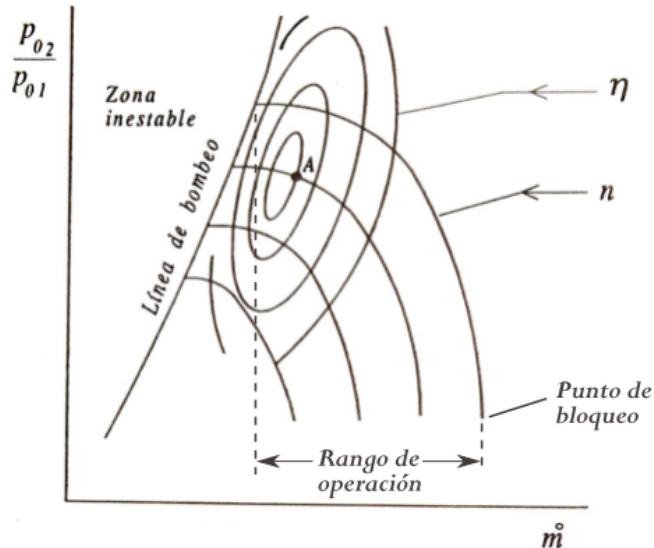


Figura 2.12: Curvas características de un compresor.

Adaptado de Muñoz *et al.* [13].

El proceso termodinámico que tiene lugar en un escalonamiento de compresor se representa en el diagrama h-s de la Figura 2.13, siendo w_i el trabajo interno específico del escalonamiento.

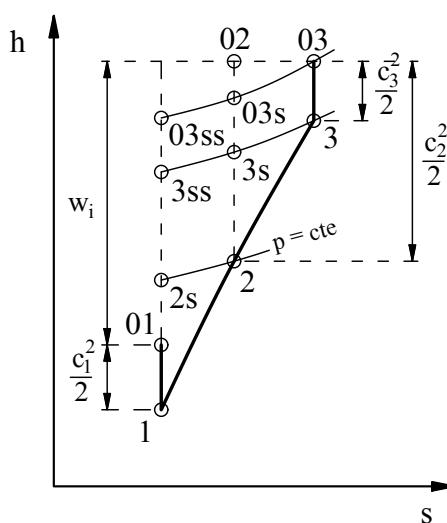


Figura 2.13: Diagrama h-s del proceso de compresión en un escalonamiento de compresor

³↑No necesariamente bloqueo sónico.

Los puntos 1, 2 y 3 se corresponden con los estados termodinámicos a la entrada del rotor, a la entrada del estátor (salida del rotor) y a la salida del estátor, respectivamente. Los estados termodinámicos de remanso se denotan como 01, 02, etc. Por último, los puntos que poseen la letra “s” se corresponden con los estados que poseería el fluido si el proceso hubiera sido isentrópico.

En un escalonamiento de compresor, el rotor aumenta la energía cinética absoluta del fluido consumiendo para ello trabajo, a la vez que disminuye la energía cinética relativa del fluido, por lo que se incrementa la entalpía. Por su parte, el estátor, elemento estático que no intercambia trabajo con el eje, disminuye la energía cinética absoluta del fluido, incrementando aún más la entalpía. Estos incrementos de entalpía se corresponden, en líneas generales, con aumentos de la presión [13]. Frecuentemente, el incremento de presión total en un escalonamiento se reparte a partes iguales entre el rotor y el estátor, ya que de esta forma se minimizan las pérdidas [14].

Cuando el salto de entalpía es elevado, se utilizan múltiples escalonamientos colocados en serie. Normalmente, los compresores de tipo axial presentan de 17 a 30 escalonamientos, con relaciones de compresión totales de hasta 40. En contraposición, en los compresores centrífugos no se suelen utilizar más de tres escalonamientos en serie, debido a las elevadas pérdidas de carga y a la complejidad de las canalizaciones entre escalonamientos.

La mayoría de turbinas de gas poseen compresores axiales debido a que presentan mayores rendimientos que los centrífugos y permiten conseguir elevadas relaciones de compresión con diseños compactos. Sin embargo, en turbinas de gas de pequeña potencia se utilizan compresores centrífugos puesto que, para gastos másicos reducidos, poseen mayores rendimientos que los axiales.

2.4.2 Turbina

La turbina es también una turbomáquina térmica en la que, a diferencia del compresor, se extrae trabajo del fluido a través de un proceso de expansión. El escalonamiento de turbina está formado por una corona de estátor seguida de una de rotor. Se denomina corona de álabes guía o NGV (del inglés *nozzle guide vanes*) a la primera corona de álabes de estátor de la turbina, a la que precede la cámara de combustión.

Al igual en que en compresores, es posible clasificar las turbinas según la dirección principal del flujo, distinguiéndose dos tipos: las turbinas axiales (Figura 2.14) y las radio-axiales o centrípetas (Figura 2.15). El primer tipo presenta un flujo principalmente paralelo al eje, mientras que en el segundo, el flujo es radial a la entrada y axial a la salida. No se construyen turbinas de flujo axio-radial, debido a la penalización en el trabajo específico derivada de las fuerzas centrífugas.

En relación a las turbinas centrípetas, suele utilizarse un único escalonamiento debido a la dificultad que presenta el diseño de múltiples escalonamientos, así como por las elevadas pérdidas asociadas [14]. Al igual que sus contrapartes en compresores, las turbinas centrípetas trabajan con caudales másicos menores y con saltos

de entalpía mayores que las turbinas axiales. De igual manera, para potencias medias y altas, las turbinas axiales presentan un mayor rendimiento que las de tipo radio-axial. Sin embargo, para pequeñas potencias, el rendimiento de las turbinas centrípetas es mayor que el de las axiales debido a las menores pérdidas intersticiales [7].

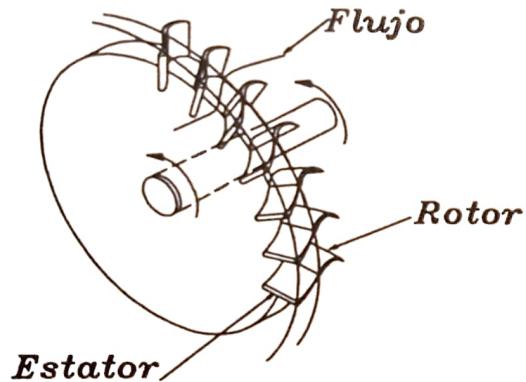


Figura 2.14: Turbina axial elemental. Extraído de Muñoz *et al.* [13].

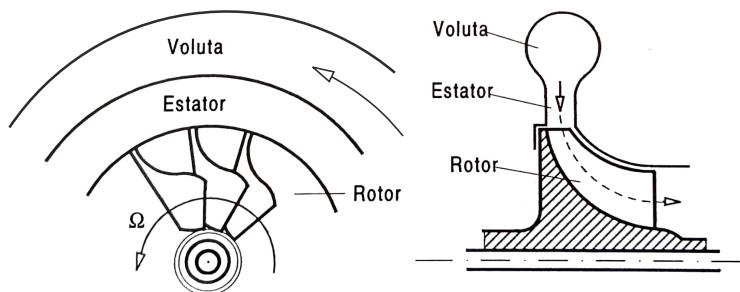


Figura 2.15: Turbina centrípeta. Extraído de Muñoz *et al.* [13].

En la mayoría de turbinas de gas se utilizan turbinas axiales, quedando restringido el uso de turbinas centrípetas en aplicaciones de pequeña potencia o en las que un diseño compacto es más importante que el rendimiento [16]. Por este motivo, en adelante se estudiarán solo las turbinas axiales y se referirá a este tipo de turbomáquinas con el nombre de turbinas.

El diagrama h-s del proceso termodinámico que tiene lugar en un escalonamiento de turbina, supuesto adiabático, se presenta en la Figura 2.16. La nomenclatura de las secciones de paso en el rotor es análoga a la utilizada en compresores. Las propiedades en las secciones de entrada y salida del estátor se denotan por 0 y 1, respectivamente.

En las turbinas de gas, el fluido de trabajo a la entrada de la turbina posee, en general, relativamente poca energía cinética, mientras que sí posee una elevada energía térmica. En un escalonamiento de turbina genérico, el estátor tiene la función de transformar parte de la energía térmica del fluido en energía cinética, concretamente se incrementa el módulo de la velocidad y se deflecta un cierto ángulo, con

lo que se aumenta la componente tangencial de la velocidad. Esto se consigue utilizando álabes de perfiles con gran curvatura y secciones de paso convergentes si el flujo es subsónico, o convergentes-divergentes si el flujo es subsónico a la entrada y supersónico a la salida. Los conductos interálabes de estator funcionan pues, como toberas. Lo anterior se pone de manifiesto en la Figura 2.16, al ser $h_1 < h_0$ y por tanto $c_1 > c_0$. A su vez, en el rotor tiene lugar una disminución de la velocidad absoluta ($c_2 < c_1$) y un cambio en la dirección de esta. En particular, se produce una disminución de la componente tangencial de la velocidad, lo que se traduce en una variación del momento cinético del fluido. Esta variación del momento cinético del fluido es el origen del par motor en el eje.

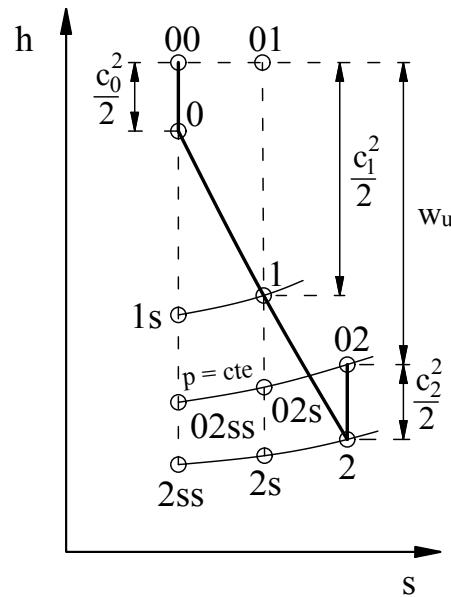


Figura 2.16: Diagrama h–s del proceso de expansión en un escalonamiento de turbina de reacción

Llegados a este punto resulta conveniente definir el grado de reacción. Se define el grado de reacción R como la relación existente entre la energía transferida como consecuencia de la evolución termodinámica del fluido en el rotor (que coincide con la variación de entalpía específica bajo el supuesto de flujo adiabático) y la energía total transferida al eje por unidad de masa. Matemáticamente, la expresión para turbinas es:

$$R = \frac{h_1 - h_2}{h_{01} - h_{02}}. \quad (2.1)$$

Según el grado de reacción, es posible distinguir entre dos clases de escalonamientos de turbina: de acción o grado de reacción negativo o nulo y de reacción o grado de reacción mayor que cero. A su vez, dentro de los escalonamientos de acción se distinguen dos tipos: de presión constante en el rotor y de entalpía constante en el rotor.

Por un lado, en los escalonamientos de presión constante en el rotor, toda la expansión tiene lugar en el estator. Al no haber expansión del fluido en el rotor y existir rozamiento, se tiene que $h_2 > h_1$, por lo que el grado de reacción es negativo. Este tipo de escalonamientos se utiliza normalmente en los primeros escalonamientos de turbina, cuando existe regulación por admisión parcial.

Por otro lado, los escalonamientos de entalpía constante en el rotor presentan una ligera expansión en el rotor. Sin embargo, el aumento de la velocidad relativa al rotor como consecuencia de la expansión, se ve compensado por el rozamiento, de forma que la velocidad relativa permanece constante. Estos escalonamientos, que se caracterizan por presentar un grado de reacción nulo, se utilizan cuando se requiere un elevado trabajo específico y una mayor disminución de la temperatura en las coronas de rotor. Esta característica es de especial interés en las primeras coronas de la turbina en motores de turbinas de gas [13].

Finalmente, los escalonamientos de reacción son los que presentan una expansión repartida entre estator y rotor. De esta forma, la presión estática del fluido disminuye a su paso por el rotor, por lo que el flujo relativo se acelera. En consecuencia, los conductos interálabes, tanto del rotor como del estator, funcionan como toberas. Este tipo de escalonamientos son los más utilizados como escalonamientos intermedios de la turbina en motores de turbina de gas. La evolución termodinámica del fluido en un escalonamiento de turbina de reacción se muestra en el diagrama h–s de la Figura 2.16.

A diferencia de los compresores, las turbinas trabajan con mayores saltos entálpicos por escalonamiento. Esto se debe a que, al ser el gradiente de presiones favorable en el caso de la turbina, la tendencia al desprendimiento de la capa límite en los perfiles es menor que en el caso de los álabes de compresor; en consecuencia, los álabes pueden presentar una mayor deflexión y por tanto es posible extraer un mayor trabajo específico por escalonamiento.

Para analizar el comportamiento de la turbina en condiciones fuera de diseño, se utilizan curvas características como las que se muestran en la Figura 2.17, dadas unas condiciones de entrada p_{01} y T_{01} . Se observa que, para un régimen de giro dado, a medida que aumenta la relación de expansión aumenta el gasto máscico, llegando a un valor límite. Este valor límite se alcanza cuando en alguna de las coronas de álabes se produce bloqueo sónico. En la segunda gráfica se pone de manifiesto que, dado un régimen de giro, existe una relación de expansión óptima que hace máximo el rendimiento.

El rango de operación de las turbinas está limitado por el bloqueo sónico y el número de revoluciones máxima. Este último depende, además de las velocidades periféricas máximas, de las tensiones máximas admisibles en los álabes de rotor, condicionadas a su vez por los esfuerzos tanto mecánicos como térmicos. Las turbinas trabajan con mayores temperaturas que los compresores, por lo que su diseño resulta más crítico en relación a los materiales utilizados. Como se pondrá de manifiesto más adelante, el rendimiento de una turbina de gas aumenta con la temperatura de entrada a la turbina, por lo que resulta necesario limitar la temperatura máxima del material, con las técnicas descritas en el Capítulo 3.

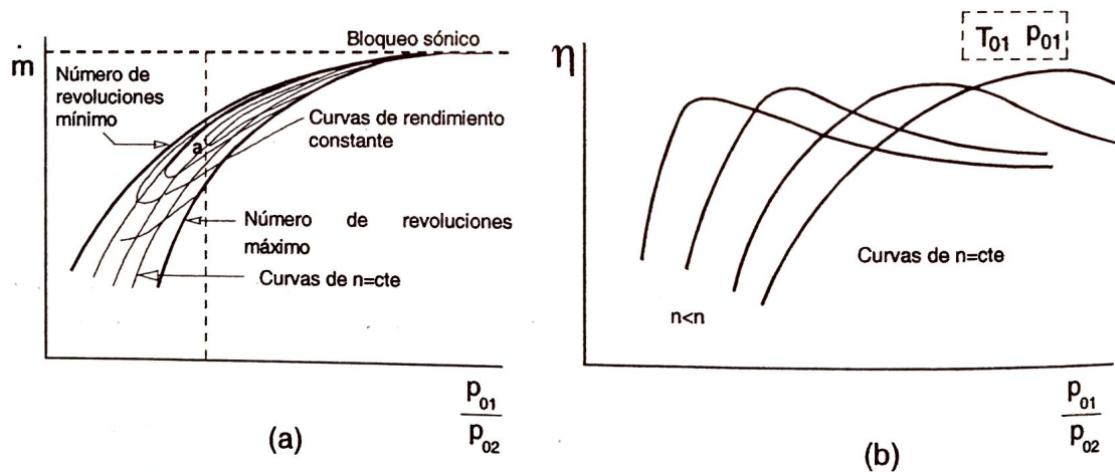


Figura 2.17: Curvas de funcionamiento de una turbina: (a) gasto másico en función de la relación de expansión y el régimen y (b) rendimiento en función de la relación de expansión y el régimen. Extraído de Muñoz *et al.* [13].

2.4.3 Cámara de combustión

La cámara de combustión es la sección de la turbina de gas en la que tiene lugar la combustión resultante de la mezcla del aire procedente del compresor y un combustible, generalmente un hidrocarburo. Esta combustión es de carácter continuo e idealmente es un proceso a presión constante. La función de la cámara de combustión es incrementar la energía térmica del fluido de trabajo, para que posteriormente, pueda ser aprovechada parcialmente en la turbina en forma de trabajo útil.

El diseño de la cámara de combustión está marcado por una serie de requisitos, que varían en función del tipo de motor de turbina de gas. No obstante, algunos requisitos básicos para cualquier cámara de combustión son [17, 18]:

1. Desarrollar una combustión eficiente y estable en diferentes condiciones de operación.
2. Presentar un encendido fiable y suave, tanto en tierra (especialmente a temperaturas muy bajas) como, en el caso de los motores de aviación, tras un apagado de llama a gran altitud.
3. Soportar altas temperaturas.
4. Minimizar las pérdidas de carga.
5. Reducir el impacto sobre la turbina (evitar prolongación de la llama, generar campo de temperaturas homogéneo, evitar la formación de depósitos).
6. Minimizar las emisiones de humos y gases contaminantes.
7. Minimizar peso y volumen en el caso de motores de aviación.
8. Maximizar la durabilidad y facilitar el mantenimiento.

9. Presentar un diseño de coste mínimo y fácil fabricación.

10. Ser capaz de operar con múltiples combustibles.

Los elementos de una cámara de combustión típica se presentan en la Figura 2.18. El aire es admitido a través del difusor de entrada, cuya función es reducir la velocidad de la corriente (típicamente un 35–50 %) y recuperar la mayor parte posible de la presión de remanso. A continuación, un divisor en forma cónica divide la corriente en tres: aproximadamente el 20 % entra en el tubo de llama a través del torbellinador, mientras que el 80 % restante se canaliza por los anillos interior y exterior, generalmente a partes iguales. Esta última fracción de la corriente se introduce en el tubo de llama a través de agujeros y ranuras y sirve, además de suministro de aire para la combustión, para refrigerar las paredes del tubo de llama y el revestimiento.

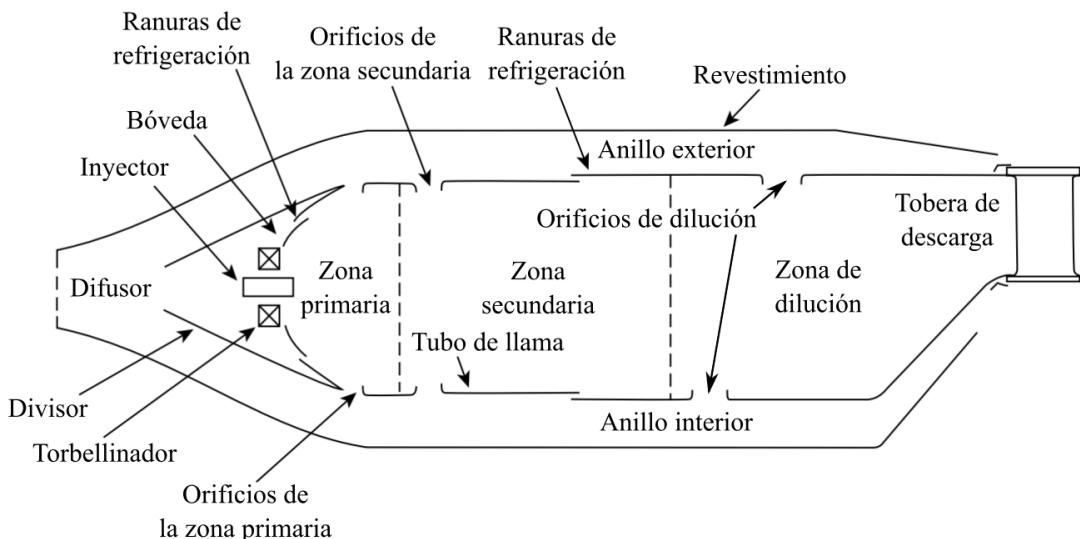


Figura 2.18: Partes principales y zonas funcionales de una cámara de combustión convencional. Adaptado de Lefebvre y Ballal [18].

Es posible distinguir tres zonas dentro del tubo de llama: la primaria, la secundaria y la de dilución. La zona primaria posee una forma divergente para frenar el aire y recibe aproximadamente el 20 % de aire, generando una mezcla aire-combustible cercana a la estequiométrica. La función principal de esta zona es anclar la llama y proporcionar el tiempo, la temperatura y la turbulencia suficientes para lograr una combustión prácticamente completa de la mezcla de aire y combustible. El resultado es una combustión rápida y con altas temperaturas [17].

La zona secundaria generalmente es de sección constante y recibe aproximadamente el 40 % de aire. La función principal de esta zona es completar la combustión mediante la introducción de aire adicional, de forma que los productos parcialmente oxidados, como el CO, e hidrocarburos sin quemar se oxiden completamente, incrementando por tanto el rendimiento de la combustión. El diseño de esta zona es complejo, pues debe suministrarse el aire justo para completar la combustión. En caso de suministrar más aire del requerido podría producirse el apagado de llama.

Finalmente, la zona de dilución tiene forma convergente para acelerar el flujo saliente y recibe aproximadamente el 20 % de aire restante. La función de esta zona es generar una mezcla homogénea entre los gases a alta temperatura y el aire restante, con el objetivo de obtener una temperatura admisible para los primeros álabes de turbina [17].

2.5 Análisis termodinámico de la turbina de gas

El modelado termodinámico de la turbina de gas es la base de este trabajo y constituye una herramienta esencial para evaluar el rendimiento y el trabajo específico del motor.

Los procesos termodinámicos que tienen lugar en una turbina de gas son complejos, pues presentan irreversibilidades que dificultan su estudio. Para facilitar el análisis de estos procesos, frecuentemente se realizan hipótesis simplificativas, que conducen a modelos denominados ciclos termodinámicos. Estos modelos constituyen una herramienta muy útil, pues no solo permiten evaluar cualitativamente el comportamiento de la turbina de gas, sino que también sirven como modelos idealizados con los que es posible comparar los ciclos reales. En los sucesivos apartados se analiza el ciclo simple de turbina de gas bajo diferentes hipótesis. Solo se analiza el ciclo simple debido a que es el ciclo con el que se trabajará en este documento.

En adelante se utiliza la nomenclatura propuesta por Hawthorne y Davis [1] para clasificar los ciclos de turbina de gas, en la que el compresor y la turbina son denotados por C y T, respectivamente. En el caso del ciclo cerrado, el intercambiador de calor del foco caliente se denota por H (del inglés *heater*) y no se denota el intercambiador de calor del foco frío. A su vez, en el caso del ciclo abierto el intercambiador de calor del foco caliente es reemplazado por una cámara de combustión, B (del inglés *burner*). Además, se utilizan los subíndices R e I para denotar ciclos y procesos reversibles e irreversibles⁴, respectivamente. A modo de ejemplo, $[CBT]_I$ se corresponde con el ciclo abierto real de turbina de gas.

En los sucesivos apartados, todo intercambio energético, bien sea en forma de calor o de trabajo, se considerará por unidad de masa de aire. De esta forma, se prescindirá de la palabra *específico*, salvo en los casos en que pueda existir ambigüedad. No obstante, como es habitual, se utilizarán letras minúsculas para los parámetros específicos y mayúsculas para los extensivos.

2.5.1 Ciclo de Joule–Brayton ideal $[CHT]_R$

El ciclo de Joule–Brayton ideal es el modelo más básico de turbina de gas y está formado por cuatro componentes: un compresor, un calentador, una turbina y un enfriador. El modelo del ciclo se sustenta en las siguientes hipótesis:

⁴↑En ocasiones, se utilizarán los adjetivos *ideal* y *real* para describir ciclos y procesos reversibles e irreversibles, respectivamente.

1. El fluido de trabajo se comporta como un gas perfecto con calores específicos constantes, no experimentando cambios en su composición química.
2. Se sustituyen los procesos de combustión y rechazo de calor a la atmósfera por uno de adición de calor y otro de rechazo de calor respectivamente, ambos en intercambiadores de calor. Además, no se utiliza fluido sangrado del compresor para refrigeración. Debido a lo anterior, los gastos máscicos del compresor y la turbina coinciden.
3. La variación de energía potencial del fluido entre la entrada y la salida de los componentes es muy pequeña.
4. Las velocidades del fluido se suponen bajas, por lo que los estados de remanso y estáticos coinciden.
5. No existen pérdidas de carga en los conductos ni en los componentes. Por lo tanto, los gases de la turbina se expanden hasta la presión de admisión.
6. Los procesos de compresión y expansión se consideran reversibles y adiabáticos y por tanto isentrópicos.

Como resultado, el ciclo de Joule–Brayton ideal es un ciclo cerrado y está formado por cuatro procesos internamente reversibles, indicados en el diagrama T–s de la Figura 2.19:

- 1–2 Compresión isentrópica.
- 2–3 Adición de calor a presión constante.
- 3–4 Expansión isentrópica.
- 4–1 Rechazo de calor a presión constante.

Al aplicar balances de energía tanto en el compresor como en la turbina, teniendo en cuenta que se trata de dispositivos de flujo estacionario, se llega a que el trabajo absorbido por el compresor y el desarrollado por la turbina, ambos por unidad de masa de fluido, son:

$$w_C = c_p(T_2 - T_1) \quad (2.2)$$

$$w_T = c_p(T_3 - T_4), \quad (2.3)$$

donde c_p es el calor específico a presión constante del fluido. Por lo tanto, el trabajo neto por unidad de masa de fluido es:

$$w_u = w_T - w_C = c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1). \quad (2.4)$$

En otro orden de cosas, el calor aportado por unidad de masa de fluido, puede determinarse aplicando un balance de energía, en este caso en el intercambiador de calor del foco caliente. Este calor viene dado por

$$q_B = c_p(T_3 - T_2). \quad (2.5)$$

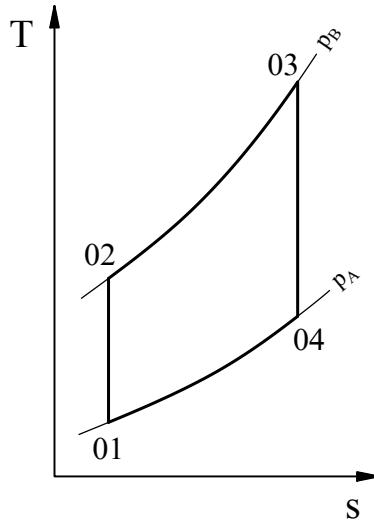


Figura 2.19: Diagrama T-s del ciclo de Joule-Brayton ideal

De esta forma, el rendimiento térmico del ciclo resulta ser

$$\begin{aligned}\eta_{[\text{CHT}]_R} &= w_u/q_B = [c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1)]/[c_p(T_3 - T_2)] = \\ &= 1 - [(T_4 - T_1)/(T_3 - T_2)] = 1 - \left([(T_3/xT_1) - 1]/[(T_3/T_1) - x] \right) = 1 - (1/x),\end{aligned}\quad (2.6)$$

donde $x = r^{(\gamma-1)/\gamma} = T_2/T_1 = T_3/T_4$ es la relación de temperaturas isentrópicas, siendo r la relación de presiones y γ la relación de calores específicos del fluido. Si el fluido de trabajo es aire, caso del presente análisis, $\gamma = 1,4$ y el ciclo se denomina *ciclo de aire estándar reversible*.

A la vista de este resultado, puede afirmarse que el rendimiento térmico del ciclo de Joule-Brayton ideal es independiente de la temperatura máxima y mínima del ciclo, dependiendo únicamente de la relación de presiones [6]. Al aumentar esta, aumenta siempre el rendimiento del ciclo, hecho que no se corresponde con el comportamiento de las turbinas de gas reales, como se verá posteriormente.

De igual manera que el rendimiento térmico, el trabajo neto puede expresarse en términos de la relación de presiones:

$$\begin{aligned}w_u &= c_p(T_3 - T_4) - c_p(T_2 - T_1) = c_pT_1[\theta + 1 - \underbrace{(T_4/T_1)}_{= T_3/(xT_1)} - x] = \\ &= c_pT_1[(\theta/x) - 1](x - 1),\end{aligned}\quad (2.7)$$

donde $\theta = T_3/T_1$ es el grado de calentamiento. De la anterior ecuación se desprende que, a diferencia del rendimiento térmico del ciclo, el trabajo neto depende, además de la relación de presiones, del grado de calentamiento [14]. En particular, para un valor fijo de x , el trabajo neto aumenta al aumentar θ . Si se fija el parámetro θ , la relación de temperaturas isentrópicas que maximiza el trabajo neto, x_{w_u} , puede determinarse derivando la expresión (2.7) e igualándola a cero, resultando [3]:

$$\partial w_u / \partial x = c_pT_1 \left[\left(\theta/x^2 \right) - 1 \right]; \quad \left(\theta/x^2 \right) - 1 = 0 \quad \Rightarrow \quad x_{w_u} = \theta^{1/2}. \quad (2.8)$$

Para realizar un análisis de la variación del trabajo neto con la relación de presiones, resulta útil adimensionalizar w_u . El trabajo neto adimensional, en adelante NDNW (del inglés *non-dimensional net work*), se define como:

$$\begin{aligned} \text{NDNW}_{[\text{CHT}]_{\text{R}}} &= w_u/c_p (T_3 - T_1) = [(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)]/(T_3 - T_1) = \\ &= \{[\theta - (T_4/T_1)] - (x - 1)\}/(\theta - 1) = \{[\theta - (\theta/x)] - (x - 1)\}/(\theta - 1). \end{aligned} \quad (2.9)$$

El análisis de la variación de $\text{NDNW}_{[\text{CHT}]_{\text{R}}}$ con la relación de presiones se realiza en el siguiente apartado.

2.5.2 Ciclo de Joule–Brayton irreversible [CHT]_I

Se denomina ciclo de Joule–Brayton irreversible al ciclo cerrado de turbina de gas que se sustenta en las cinco primeras hipótesis del ciclo de Joule–Brayton ideal, diferenciándose de este en que los procesos de compresión y expansión se consideran irreversibles y por tanto no isentrópicos. Sin embargo, sí es posible considerar que estos procesos son adiabáticos, puesto que, al ser pequeño el tiempo de residencia de una partícula fluida dentro del volumen de control a nivel de escalonamiento, la transferencia de calor hacia el exterior es también pequeña. Si el fluido de trabajo es aire, caso del presente análisis, el ciclo se denomina *ciclo de aire estándar irreversible*.

El diagrama T-s del ciclo de Joule–Brayton irreversible se presenta en la Figura 2.20, en la que se pone de manifiesto que en este caso, no se mantiene constante la entropía en los procesos 1–2 y 3–4.

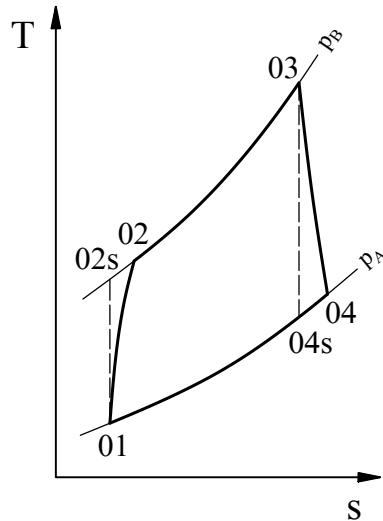


Figura 2.20: Diagrama T-s del ciclo de Joule–Brayton irreversible

Para analizar el grado de irreversibilidad de los procesos de compresión y expansión, se definen los rendimientos isentrópicos del compresor y la turbina, respectivamente como:

$$\eta_C = (h_{2s} - h_1) / (h_2 - h_1) \quad (2.10)$$

$$\eta_T = (h_3 - h_4) / (h_3 - h_{4s}). \quad (2.11)$$

El rendimiento isentrópico del compresor es la relación entre el incremento de entalpía que tendría lugar si el proceso fuera ideal (y por tanto isentrópico) y el incremento de entalpía del proceso real. En el caso de la turbina, el rendimiento isentrópico se define como la relación entre el salto de entalpía del proceso real y el salto de entalpía que tendría lugar si la expansión fuera isentrópica [14].

De esta manera, el trabajo del compresor viene dado por:

$$w_C = c_p (T_2 - T_1) = c_p (T_{2s} - T_1) / \eta_C = c_p T_1 (x - 1) / \eta_C. \quad (2.12)$$

Recuérdese que $x = T_{2s}/T_1 = T_3/T_{4s}$ es la relación de temperaturas isentrópicas, definida en el apartado anterior. Para el caso de la turbina, el trabajo desarrollado es:

$$w_T = c_p (T_3 - T_4) = \eta_T c_p (T_3 - T_{4s}) = \eta_T c_p T_3 [1 - (1/x)], \quad (2.13)$$

de forma que el trabajo neto del ciclo es:

$$\begin{aligned} w_u &= w_T - w_C = c_p T_1 (\eta_T \theta [1 - (1/x)] - [(x - 1) / \eta_C]) = \\ &= c_p T_1 \{\alpha [1 - (1/x)] - (x - 1)\} / \eta_C, \end{aligned} \quad (2.14)$$

donde $\alpha = \eta_C \eta_T \theta$. La anterior ecuación establece que el trabajo neto del ciclo de Joule–Brayton irreversible depende, como en el caso del ciclo ideal, de la relación de temperaturas isentrópicas y del grado de calentamiento. Sin embargo, a diferencia del ciclo ideal, el trabajo neto del ciclo irreversible es función de los rendimientos isentrópicos de la turbina y el compresor.

Por otro lado, el calor aportado viene dado por:

$$\begin{aligned} q_B &= c_p (T_3 - T_2) = c_p T_1 \left[\theta - \left(\frac{T_2}{T_1} \right) \right] = c_p T_1 \left[\theta - \left(\frac{T_2 + T_1 - T_1}{T_1} \right) \right] = \\ &= c_p T_1 \left[\theta - \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1} + 1 \right) \right] = c_p T_1 \left[\theta - 1 - \left(\frac{\frac{T_{2s} - T_1}{T_1}}{\frac{T_{2s} - T_1}{T_2 - T_1}} \right) \right] = \\ &= c_p T_1 \left[\theta - 1 - \left(\frac{\frac{T_{2s}}{T_1} - 1}{\frac{T_1}{\eta_C}} \right) \right] = c_p T_1 \left[\theta - 1 - \left(\frac{x - 1}{\eta_C} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.15)$$

de forma que el rendimiento térmico del ciclo resulta:

$$\begin{aligned} \eta_{[CHT]I} &= w_u / q_B = \frac{c_p T_1 \{\alpha [1 - (1/x)] - (x - 1)\} / \eta_C}{c_p T_1 [\theta - 1 - (x - 1) / \eta_C]} = \frac{\alpha [1 - (1/x)] - (x - 1)}{\eta_C (\theta - 1) - (x - 1)} = \\ &= \frac{(\alpha - x) [1 - (1/x)]}{\beta - x}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

siendo $\beta = 1 + \eta_C(\theta - 1)$. Este resultado pone de manifiesto que el rendimiento térmico del ciclo de Joule–Brayton irreversible depende, no solo de la relación de presiones, sino también del grado de calentamiento, a diferencia de lo que se ha visto para el ciclo ideal [6]. De hecho, dados unos valores de η_C , η_T y x , el rendimiento aumenta de forma asintótica conforme aumenta θ . En efecto, tomando el límite cuando θ tiende a infinito de la expresión (2.16),

$$\lim_{\theta \rightarrow \infty} \frac{(\eta_C \eta_T \theta - x) [1 - (1/x)]}{1 + \eta_C (\theta - 1) - x} = \eta_T \left(1 - \frac{1}{x}\right), \quad (2.17)$$

se comprueba que el rendimiento tiende a un valor finito, que es inferior al rendimiento isentrópico de la turbina si $x \neq \infty$.

En otro orden de cosas, la relación de temperaturas isentrópicas que maximiza el trabajo neto, x_{w_u} , puede determinarse derivando la ecuación (2.14) respecto de x e igualando la expresión resultante a cero [3]. Se omite aquí el desarrollo matemático por simplicidad, obteniendo:

$$x_{w_u} = \alpha^{1/2}. \quad (2.18)$$

De forma similar, para obtener la relación de temperaturas isentrópicas que maximiza el rendimiento térmico del ciclo, x_η , es posible derivar la ecuación (2.16) respecto de x e igualarla a cero [3]. Después de un largo desarrollo que se omite aquí, resulta:

$$x_\eta = \frac{\alpha \beta}{\alpha + [\alpha (\beta - \alpha) (\beta - 1)]^{1/2}}. \quad (2.19)$$

En la Figura 2.21 se presenta la variación del rendimiento térmico, tanto del ciclo de aire estándar reversible como del ciclo de aire estándar irreversible, en función de la relación de temperaturas isentrópicas. Además, también se muestra el rendimiento térmico de una máquina que operase según el ciclo de Carnot, el ciclo termodinámico más eficiente segúin el que puede operar un motor térmico [4]. Se recuerda que la expresión del rendimiento del ciclo de Carnot es:

$$\eta_{\text{CARNOT}} = 1 - (T_1/T_3) = 1 - (1/\theta). \quad (2.20)$$

Un análisis de la Figura 2.21 revela que el comportamiento de η en el caso del ciclo reversible, es independiente del grado de calentamiento, como se dedujo de la ecuación (2.6). Además, el máximo rendimiento se alcanza para $x = \theta$, caso en el que $\eta_{[\text{CHT}]_R}$ toma el valor del rendimiento de Carnot.

En la figura también se pone de manifiesto la fuerte dependencia del grado de calentamiento, que posee el rendimiento del ciclo de aire estándar irreversible. En concreto, se tiene que conforme θ aumenta, no sólo aumenta el rendimiento máximo del ciclo, sino que también lo hace la relación de temperaturas isentrópicas óptima (y por tanto también la relación de presiones óptima). Este resultado es de suma importancia, pues refleja el comportamiento real de una turbina de gas.

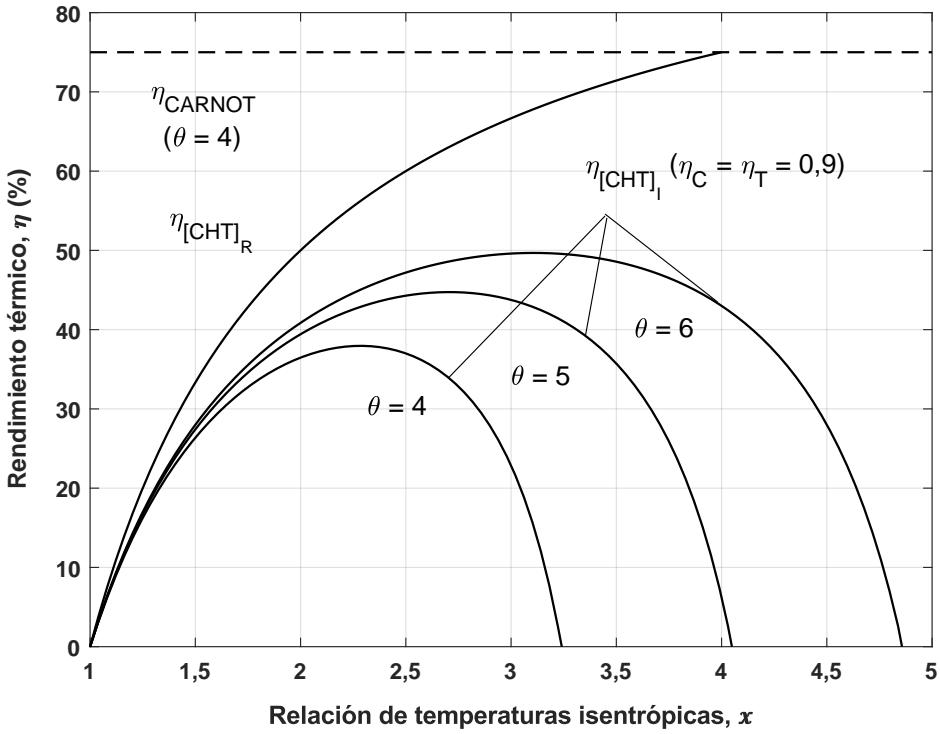


Figura 2.21: Variación del rendimiento térmico de los ciclos de aire estándar reversible e irreversible, en función de la relación de temperaturas isentrópicas, con el grado de calentamiento como parámetro.

Con respecto al trabajo neto adimensional del ciclo de Joule–Brayton irreversible, este se define como:

$$\begin{aligned}
 \text{NDNW}_{[\text{CHT}]_I} &= w_u/c_p(T_3 - T_1) = \frac{\eta_T c_p T_3 [1 - (1/x)]}{c_p (T_3 - T_1)} - \frac{c_p T_1 (x - 1)/\eta_C}{c_p (T_3 - T_1)} = \\
 &= \frac{\eta_C \eta_T \theta (x - 1)}{x \eta_C (\theta - 1)} - \frac{x - 1}{\eta_C (\theta - 1)} = \frac{\alpha (x - 1)}{x (\beta - 1)} - \frac{x - 1}{\beta - 1} = \\
 &= \frac{\alpha [1 - (1/x)] - (x - 1)}{(\beta - 1)}. \tag{2.21}
 \end{aligned}$$

En la Figura 2.22 se presenta la variación del trabajo neto adimensional en función de la relación de temperaturas isentrópicas, tanto para el ciclo de aire estándar reversible como para el irreversible. El grado de calentamiento se toma como parámetro. En primer lugar se deduce que el ciclo reversible presenta un mayor trabajo neto, lo cual no es de extrañar puesto que en este ciclo se supone que los procesos de compresión y expansión son isentrópicos. En segundo lugar, la figura pone de manifiesto que, para un valor dado de θ , la relación de presiones óptima es menor en el caso del ciclo irreversible.

En tercer lugar, se observa que el trabajo neto presenta una evolución similar al rendimiento, en relación a la variación del grado de calentamiento. De esta forma,

al incrementar θ no solo aumenta el trabajo neto máximo, sino que también lo hace la relación de presiones óptima.

Más interesante aún es comparar las figuras 2.21 y 2.22. Se deduce que, para el ciclo de aire estándar irreversible, dado un valor de θ , la relación de presiones que hace máximo el rendimiento es superior a la que hace máximo el trabajo neto.

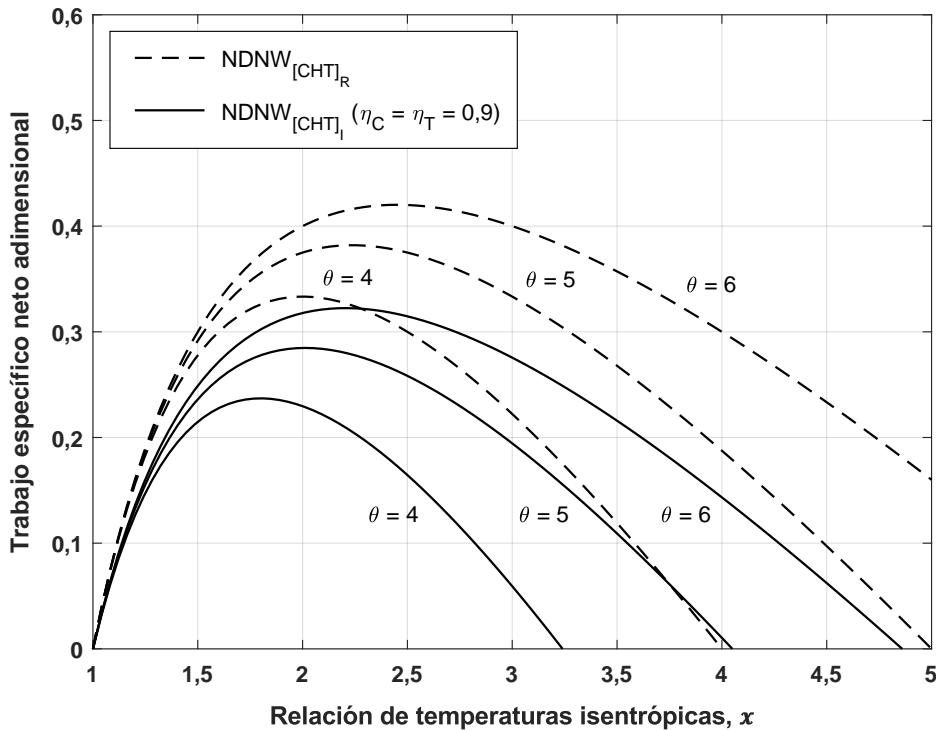


Figura 2.22: Variación del trabajo neto adimensional de los ciclos de aire estándar reversible e irreversible, en función de la relación de temperaturas isentrópicas, con el grado de calentamiento como parámetro.

Por último, en la Figura 2.23 se muestra el rendimiento térmico de los ciclos de aire estándar reversible e irreversible, en función del trabajo específico neto, para diferentes valores del grado de calentamiento y relación de presiones. En primer lugar, se observa que tanto el trabajo específico neto como el rendimiento del ciclo reversible son mayores que los correspondientes al ciclo irreversible, dados unos valores de θ y r . Esto no es de extrañar, puesto que el ciclo reversible carece de irreversibilidades internas, las cuales disminuyen el trabajo específico neto y por tanto el rendimiento.

En segundo lugar, en la figura se pone de manifiesto que el rendimiento ciclo de aire estándar reversible es independiente del grado de calentamiento, dada una relación de presiones, tal como expresa la ecuación (2.6). No así el trabajo específico neto, pues éste aumenta con el grado de calentamiento, como predecía la ecuación (2.7).

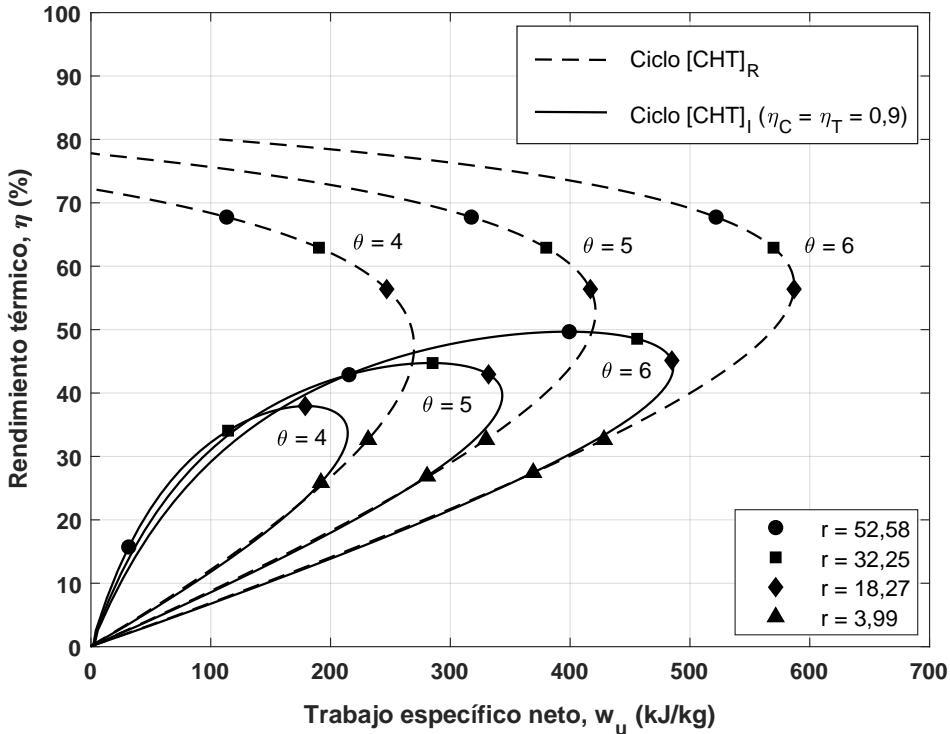


Figura 2.23: Variación del rendimiento térmico de los ciclos aire estándar reversible e irreversible, en función del trabajo específico, con el grado de calentamiento y la relación de presiones como parámetros.

En tercer lugar, es posible observar que en el caso del ciclo reversible, el máximo rendimiento se alcanza cuando el trabajo específico neto es nulo. Este hecho, que al principio puede parecer insólito, está en línea con lo expresado por las ecuaciones (2.6) y (2.7); el máximo rendimiento del ciclo de aire estándar reversible se tiene cuando $x = \theta$ (alcanzando el rendimiento de Carnot), pero por la ecuación (2.7), se tiene que $w_u = 0$.

Este no es el caso del ciclo de aire estándar irreversible, pues se observa que existe un valor no nulo del trabajo específico neto que maximiza el rendimiento. Un análisis de las curvas para el ciclo irreversible revela un importante fenómeno: dada una relación de presiones, si se incrementa el grado de calentamiento, el trabajo específico neto aumenta mucho más rápido que el rendimiento. Este fenómeno es de suma importancia pues es característico de las turbinas de gas reales. Por último, se comprueba de nuevo que, para el ciclo irreversible, la relación de presiones que maximiza el rendimiento es mayor que la que maximiza el trabajo específico neto.

2.5.3 Ciclo abierto de turbina de gas [CBT]_I

El comportamiento de una turbina de gas real difiere cuantitativamente del ciclo de aire estándar irreversible, debido a las hipótesis formuladas. En una turbina de gas real intervienen, entre otros, los siguientes factores:

- (a) El fluido de trabajo no se comporta como un gas perfecto y además, su composición química varía a lo largo del ciclo. De esta forma, las propiedades del fluido dependen de la temperatura y de la composición química, por lo que no se mantienen constantes.
- (b) El proceso de adicción de calor se realiza mediante una combustión, siendo por tanto un proceso irreversible. Además, existen pérdidas debido a la fricción del fluido con las paredes y consigo mismo, en la cámara de combustión, así como en la turbina y el compresor⁵.
- (c) La expansión de los gases de combustión en la turbina se realiza hasta una presión mayor que la de admisión, existiendo por tanto pérdidas en el escape de la turbina.
- (d) El gasto másico del compresor y la turbina difieren debido a la adicción de combustible y, en algunos casos, debido también a sangrados del compresor para tareas de refrigeración.
- (e) La variación de la energía cinética del fluido entre la entrada y la salida de los componentes no es necesariamente despreciable, puesto que la velocidad del fluido es elevada en el compresor y la turbina.
- (f) Existen pérdidas mecánicas en los rodamientos del eje y en el accionamiento de elementos auxiliares como bombas de combustible y aceite.
- (g) La combustión es incompleta, lo que implica que el combustible no se oxida completamente, formándose compuestos parcialmente oxidados e hidrocarburos sin quemar.

En este apartado se pretende modelar el comportamiento de una turbina de gas de ciclo abierto, teniendo en consideración los fenómenos del a) al d). No obstante, el análisis de la turbina de gas refrigerada se pospone hasta el Capítulo 4. Por lo tanto, las hipótesis realizadas para el desarrollo del modelo son:

1. El aire y los productos de la combustión se comportan como gases cuasiperfectos, por lo que los calores específicos dependen de la temperatura, además de la composición.
2. Se consideran calores específicos medios en el rango de temperatura relevante para cada componente.
3. El rendimiento isentrópico del compresor y turbina es $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
4. El coeficiente de pérdida de presión en la cámara de combustión es $\Delta p_{23} = 0,03$.
5. El coeficiente de pérdida de presión a la salida de la turbina $\Delta p_{41} = 0,03$.
6. El combustible es metano en fase gaseosa, suministrado a 1 bar y 27 °C (300 K).
7. La combustión es completa (no se forma CO).

⁵Estas suelen tenerse en cuenta en el rendimiento politrópico del compresor y la turbina.

8. No se tiene en cuenta el efecto de la disociación.
9. Las velocidades de los flujos son bajas y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
10. Las pérdidas mecánicas son nulas.

Se seguirá en adelante el modelo descrito por Horlock [3], derivado a su vez del trabajo de Hawthorne y Davis [1].

Se considera una turbina de gas que opera según el ciclo abierto presentado en la Figura 2.24, en la cual se introduce una cantidad de combustible f por cada unidad de masa de aire, parámetro que se denomina frecuentemente como *dosado*. En el ciclo, el fluido de trabajo cambia de aire en el compresor, a productos de combustión en la turbina. El caudal másico por unidad de masa de aire es 1 para el compresor, mientras que para la turbina es $(1+f)$.

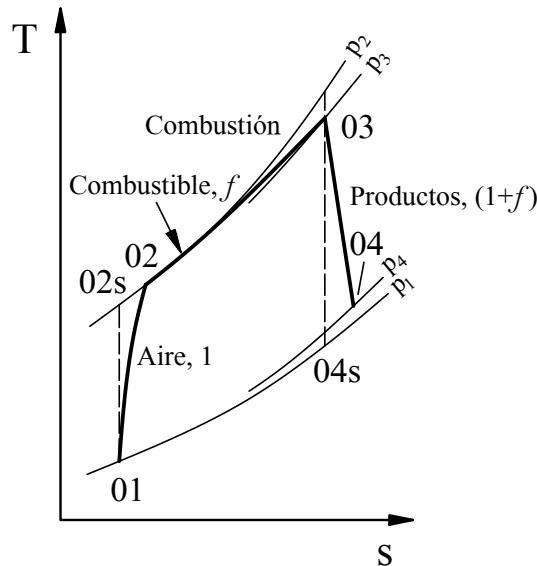


Figura 2.24: Diagrama T–s del ciclo abierto de turbina de gas [CBT]₁

Las propiedades del aire dentro del compresor se toman a la temperatura media del aire en este componente, de forma que el trabajo necesario para comprimir una unidad de masa de aire es:

$$w_C = (c_{pa})_{12} T_1 [x - 1] / \eta_C, \quad (2.22)$$

donde $(c_{pa})_{12}$ es el calor específico medio entre los estados 1 y 2. Además, en este caso $x = r^{(1/z)}$, siendo $z = (\gamma_a)_{12} / [(\gamma_a)_{12} - 1]$. De forma similar al calor específico a presión constante, $(\gamma_a)_{12}$ es la relación de calores específicos medios entre los estados 1 y 2.

La pérdida de carga en la cámara de combustión se toma en cuenta a través del factor $(\Delta p/p)_{23}$, definido como:

$$(\Delta p/p)_{23} = (p_2 - p_3)/p_2, \quad (2.23)$$

de forma que la relación de presiones en la cámara de combustión, es:

$$(p_3/p_2) = 1 - (\Delta p/p)_{23}. \quad (2.24)$$

De manera análoga, para analizar la pérdida de carga en el escape de la turbina se utiliza el factor $(\Delta p/p)_{41} = (p_4 - p_1)/p_4$, por lo que

$$(p_4/p_1) = 1 - (\Delta p/p)_{41}. \quad (2.25)$$

Por otro lado, el trabajo por unidad de masa de aire desarrollado por la turbina, debido a la expansión de una masa $(1 + f)$ de gas a través de una relación de expansión de $r[1 - (\Delta p/p)_{23}][1 - (\Delta p/p)_{41}]$, puede expresarse de forma aproximada por:

$$w_T \approx (1 + f)\eta_T(c_{pa})_{12}T_3[1 - (1 + \delta)/x^n]/n, \quad (2.26)$$

donde $n = (c_{pa})_{12}/(c_{pg})_{34}$ y $\delta = [(\gamma_g)_{34} - 1] \sum (\Delta p/p)/(\gamma_g)_{34}$ es pequeño.

La aparición de n como exponente de x requiere una justificación. En la mayor parte de las turbinas de gas se introduce un gran exceso de aire en la cámara de combustión, de forma que trabajan con dosados globales pequeños. En consecuencia, puesto que el nitrógeno es el componente más abundante tanto en el aire como en los productos de combustión, la masa molar de ambos gases es prácticamente la misma. De esta manera, la constante específica de los productos es virtualmente la misma que la del aire. Realizando este supuesto, se tiene entonces que

$$(1/n) = [((\gamma_a)_{12} - 1)/(\gamma_a)_{12}][((\gamma_g)_{34} - 1)/(\gamma_g)_{34}]. \quad (2.27)$$

En otro orden de cosas, el trabajo neto adimensional por unidad de masa de aire, resulta:

$$\begin{aligned} \text{NDNW} &= \frac{w_u}{(c_{pa})_{12}(T_3 - T_1)} = \frac{(1 + f)\eta_T(c_{pa})_{12}T_3[1 - (1 + \delta)/x^n]}{(c_{pa})_{12}(T_3 - T_1)n} - \frac{(c_{pa})_{12}T_1(x - 1)}{(c_{pa})_{12}(T_3 - T_1)\eta_C} = \\ &= \frac{(1 + f)\eta_T\eta_C\theta[1 - (1 + \delta)/x^n]}{\eta_C(\theta - 1)n} - \frac{x - 1}{\eta_C(\theta - 1)} = \\ &= \frac{[\alpha(1 + f)/n][1 - (1 + \delta)/x^n] - (x - 1)}{\beta - 1}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

A continuación, se define el rendimiento global arbitrario η_o propuesto por Haywood [6], como:

$$\eta_o = w_u/[-\Delta h'_{T_0}], \quad (2.29)$$

donde $\Delta h'_{T_0}$ es la variación de entalpía por unidad de masa de la mezcla, en una combustión isoterma a la temperatura T_0 , de una masa de combustible f con una unidad de masa de aire. En el proceso de combustión, supuesto adiabático,

$$[h_{aT_2} + fh_{fT_0}] = h'_{gT_3} = (1 + f)h_{gT_3}, \quad (2.30)$$

donde h_{fT_0} es la entalpía específica de combustible suministrado a una temperatura T_0 y h'_{gT_3} es la entalpía de los productos de combustión a la temperatura T_3 , por unidad de masa de la mezcla.

Durante el proceso de combustión a temperatura constante, el calor suministrado por unidad de masa de la mezcla resulta ser:

$$-\Delta h'_{T_0} = f[\text{PCI}]_{T_0}, \quad (2.31)$$

siendo $[\text{PCI}]_{T_0}$ el poder calorífico inferior del combustible a la temperatura T_0 . Extrayendo este calor del proceso de combustión, se tendrá que los productos de combustión estarán a una temperatura T_0 , de forma que:

$$h_{aT_0} + fh_{fT_0} = h'_{gT_0} + [-\Delta h'_{T_0}] = (1 + f)h_{gT_0} + [-\Delta h'_{T_0}]. \quad (2.32)$$

Restando las ecuaciones (2.30) y (2.32),

$$\begin{aligned} f[\text{PCI}]_{T_0} &= (h'_{gT_3} - h'_{gT_0}) - (h_{aT_2} - h_{aT_0}) = (1 + f)(h_{gT_3} - h_{gT_0}) - (h_{aT_2} - h_{aT_0}) \\ &= (1 + f)(c_{pg})_{13}(T_3 - T_1) - (c_{pa})_{12}(T_2 - T_1), \end{aligned} \quad (2.33)$$

donde se ha considerado que el estado de referencia es el estado de remanso a la entrada al compresor, $T_0 = T_1$. Con la anterior ecuación es posible determinar el calor suministrado adimensional, NDHT (del inglés *non-dimensional heat transfer*, definido como:

$$\begin{aligned} \text{NDHT} &= \frac{f[\text{PCI}]_{T_0}}{(c_{pa})_{12}(T_3 - T_1)} = \frac{(1 + f)(c_{pg})_{13}(T_3 - T_1) - (c_{pa})_{12}(T_2 - T_1)}{(c_{pa})_{12}(T_3 - T_1)} = \\ &= \frac{[(1 + f)(\theta - 1)]/n' - (x - 1)/\eta_C}{(\theta - 1)} = \frac{[(1 + f)\eta_C(\theta - 1)]/n' - (x - 1)}{\eta_C(\theta - 1)} = \\ &= \frac{[(1 + f)(\beta - 1)]/n' - (x - 1)}{(\beta - 1)}, \end{aligned} \quad (2.34)$$

donde $n' = (c_{pa})_{12}/(c_{pg})_{13}$.

El incremento de temperatura en la cámara de combustión puede determinarse de forma aproximada mediante la ecuación (2.33), si se utiliza una función de la forma $(T_3 - T_2) = (af + b)$. Los parámetros a y b pueden determinarse a partir de gráficas como las presentadas por Fielding y Topps [19]. En la Figura 2.25 se muestra una versión simplificada de dichas gráficas, en la que se pone de manifiesto que el incremento de temperatura $(T_3 - T_2)$ depende, además del dosado, de la temperatura de entrada a la cámara de combustión, T_2 (*inlet air temperature* en la figura).

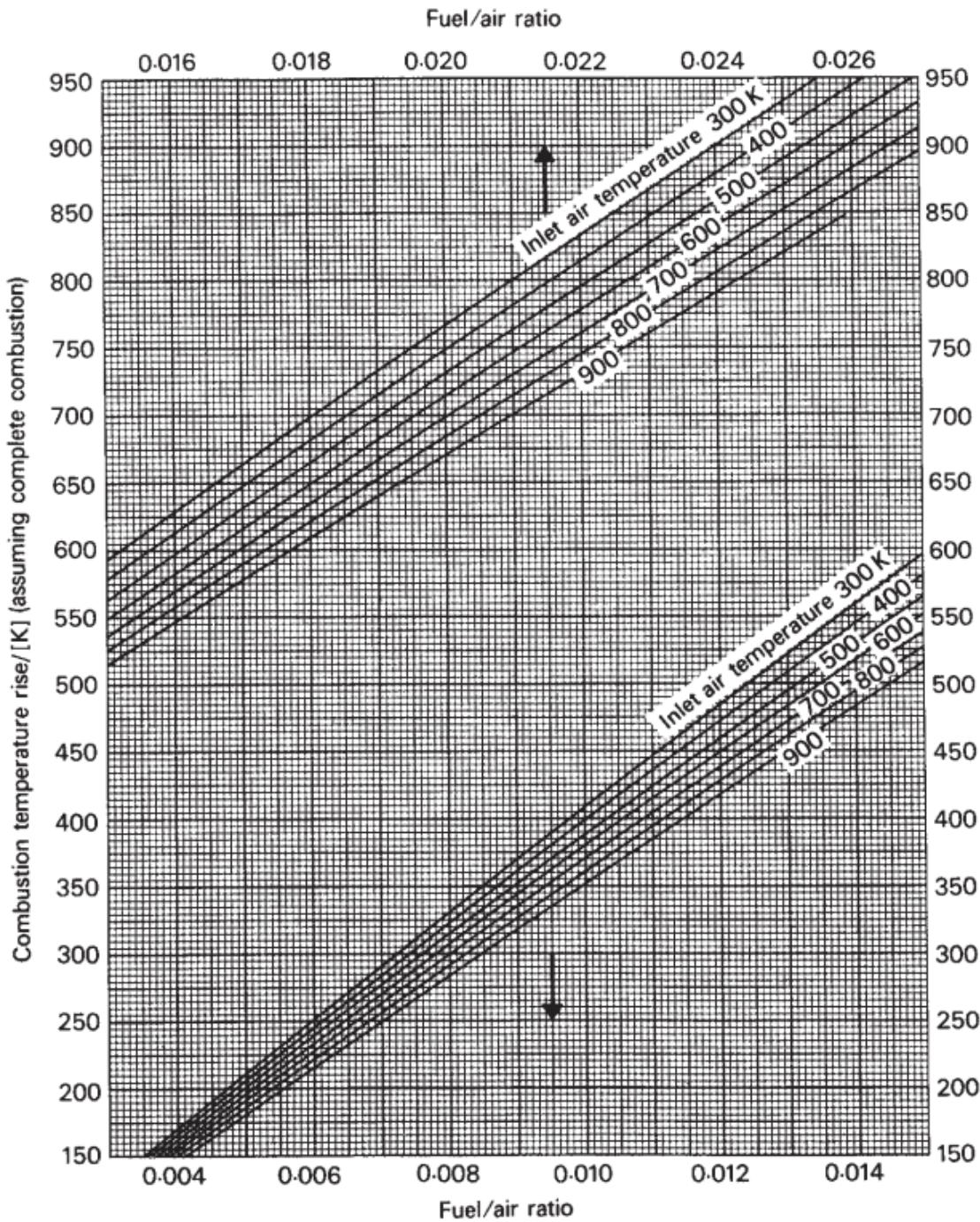


Figura 2.25: Incremento de la temperatura en la cámara de combustión en función del dosado. Extraído de Saravanamuttoo *et al.* [7].

Por lo tanto, si bien de forma estricta a y b son parámetros que dependen de la temperatura de los reactantes y del dosado, asumir valores fijos no supone un gran error para un determinado rango de condiciones. De esta forma, el dosado puede calcularse mediante la ecuación

$$\begin{aligned} f &= [(T_3 - T_2) - b]/a = \{T_3 - [T_1(x - 1)/\eta_C] - T_1 - b\}/a = \\ &= \{T_3 - T_1[1 + (x - 1)/\eta_C] - b\}/a, \end{aligned} \quad (2.35)$$

si se especifican unos valores de T_1 , T_3 , r y η_C .

Una vez obtenido f , es posible determinar los valores de $(c_{pg})_{34}$ y $(\gamma)_{34}$ a partir de gráficas como las presentadas por Fielding y Topps [19]. En la Figura 2.26 se muestra, a título ilustrativo, una versión simplificada de dichas gráficas. En realidad, para una temperatura dada, los calores específicos y su ratio varían con la presión. Sin embargo, esta variación es insignificante para temperaturas inferiores a los 1500 K. A temperaturas superiores, los efectos de la disociación de los productos son importantes y la dependencia de la presión no puede ser despreciada. De hecho, de forma estricta, para temperaturas superiores a 1500 K, las curvas de la Figura 2.26 solo son válidas para una presión de 1 bar.

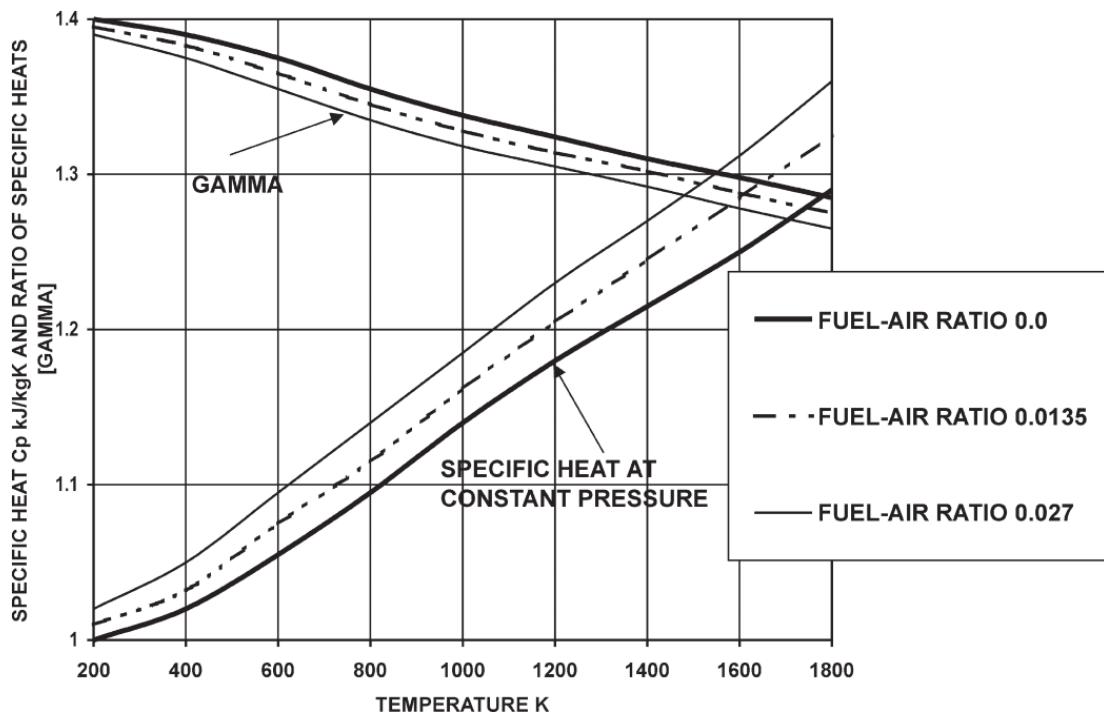


Figura 2.26: Variación del calor específico y γ de los productos de combustión en función de la temperatura, para diferentes valores de dosado.

Extraído de Horlock [3].

En otro orden de cosas, el rendimiento global arbitrario puede expresarse como:

$$\eta_o = \frac{NDNW}{NDHT} = \frac{[\alpha(1+f)/n][1 - (1+\delta)/x^n] - (x-1)}{[(1+f)(\beta-1)]/n' - (x-1)}. \quad (2.36)$$

El cálculo del trabajo específico y del rendimiento global arbitrario puede realizarse de forma análoga al ciclo de aire estándar. Se especifica la temperatura máxima y mínima del ciclo, así como el rendimiento isentrópico del compresor y la turbina. Se selecciona una relación de presiones r y se especifican unos coeficientes de pérdidas de presión, por lo que puede determinarse la relación de expansión en la turbina. Con la temperatura T_2 calculada y T_3 , se obtiene el incremento de temperatura en la cámara de combustión, con el cual puede determinarse el dosado. Posteriormente se obtienen valores medios aproximados de c_p y γ de los productos de combustión mediante gráficas. Con los trabajos específicos del compresor y la turbina determi-

nados y junto con el calor suministrado, es posible obtener el rendimiento global arbitrario.

En consecuencia, el ciclo abierto de turbina de gas estudiado presenta tres modificaciones con respecto al ciclo de aire estándar irreversible, que involucran: (i) el incremento del gasto másico de la turbina debido a la adición de combustible, (ii) las pérdidas de presión expresadas mediante el parámetro δ y (iii) la variación de c_p y γ con la temperatura y composición química. La primera modificación tiene un impacto muy pequeño debido a que en la mayoría de turbinas de gas se utilizan dosados del orden de 0,01. La segunda modificación puede tener un efecto significativo tanto en el rendimiento como en el trabajo específico. Por último, la tercera modificación incrementa de manera apreciable el trabajo específico de la turbina y por tanto también el trabajo neto adimensional. Además, el calor suministrado adimensional también se ve modificado.

Esencialmente, el modelo analítico descrito en este apartado es el utilizado generalmente por los programas de ordenador concebidos para el análisis de turbinas de gas de ciclo abierto⁶. El modelo descrito para la turbina de gas de ciclo abierto se ha implementado en el software Matlab, cuyo código puede encontrarse en los archivos anexos al trabajo. Las hipótesis formuladas para el modelado fueron:

1. El aire y los productos de la combustión se comportan como gases cuasiperfectos, por lo que los calores específicos dependen de la temperatura, además de la composición.
2. Se consideran calores específicos medios en el rango de temperatura relevante para cada componente.
3. Temperatura a la entrada del compresor: $T_1 = 27^\circ\text{C}$ (300 K).
4. Rendimiento isentrópico del compresor y la turbina: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
5. Coeficiente de pérdida de presión en la cámara de combustión: $(\Delta p/p)_{23} = 0,03$.
6. Coeficiente de pérdida de presión a la salida de la turbina: $(\Delta p/p)_{41} = 0,03$.
7. Combustible formado por metano en fase gaseosa, suministrado a 1 bar y a 27°C (300 K).
8. El cálculo del dosado se realiza mediante la ecuación (2.35), previa determinación de las constantes a y b mediante la Figura 2.25.
9. Combustión completa (no se forma CO ni hidrocarburos sin quemar).
10. No se tiene en cuenta el efecto de la disociación.
11. Las velocidades de los flujos son bajas y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
12. Pérdidas mecánicas nulas.

⁶↑No obstante, en los casos en que es necesario un análisis detallado, los programas utilizan tablas de propiedades de gases reales.

Las figuras 2.27 y 2.28 presentan la variación del rendimiento global arbitrario, η_o , en función de la relación de presiones y del grado de calentamiento, respectivamente. Resulta de interés comparar la Figura 2.27 con la Figura 2.21. Por un lado, el comportamiento del rendimiento de la turbina de gas de ciclo abierto se aleja, no sólo cuantitativamente, sino también cualitativamente del correspondiente al ciclo de aire estándar reversible. Por otro lado, el ciclo de aire estándar irreversible sí se asimila cualitativamente al de una turbina de gas de ciclo abierto, sin embargo, los valores en la Figura 2.27 son más realistas.

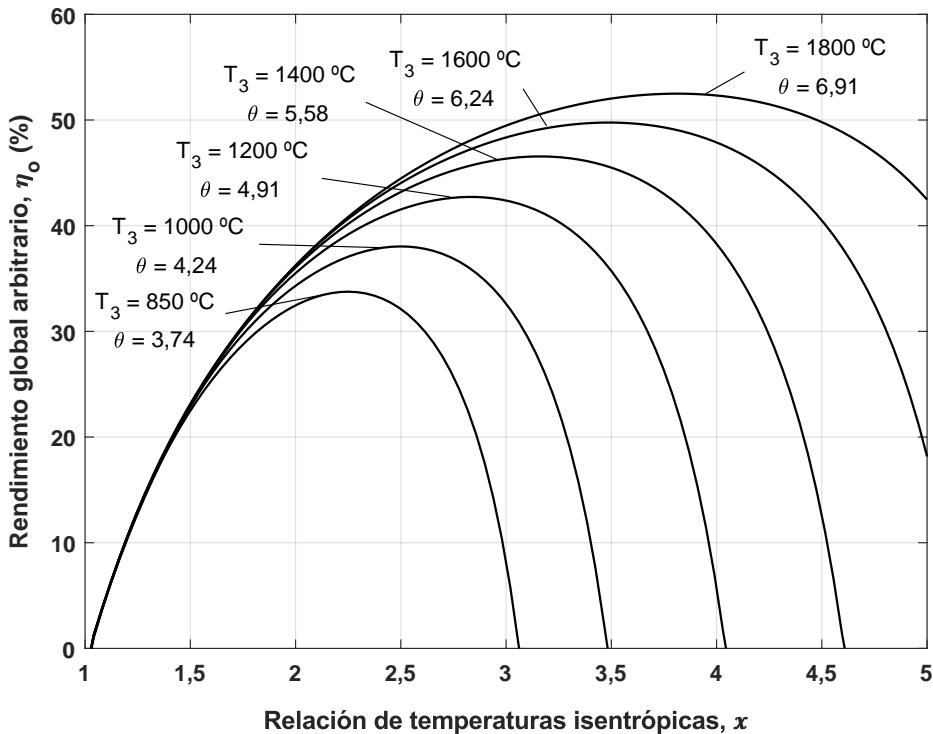


Figura 2.27: Rendimiento global arbitrario del ciclo [CBT]_I en función de la relación de presiones, con la temperatura máxima como parámetro.

El rendimiento global arbitrario del ciclo [CBT]_I se vuelve a presentar en la Figura 2.28, en este caso en función de la temperatura máxima del ciclo, tomando como parámetro la relación de presiones. En esta figura se pone de manifiesto que existe un límite de temperatura máxima para el rendimiento del ciclo. Es decir, a diferencia del ciclo de aire estándar irreversible, el ciclo abierto de turbina de gas presenta un máximo en la curva del rendimiento en función de la temperatura máxima (recuérdese que en el caso del ciclo de aire estándar irreversible, dados unos valores de η_C , η_T y x , al aumentar el parámetro θ , el rendimiento tendía a un valor finito, pero no disminuía). Según Wilcock *et al.* [20], este fenómeno se debe a un comportamiento de gas real que no está presente en análisis de los ciclos de aire estándar y que está relacionado con los cambios en las propiedades de gas real (c_p y γ) con la temperatura y la composición de la mezcla. Este efecto también ha sido estudiado por Holorck *et al.* [21] y Guha [22]. Si bien en el análisis del ciclo abierto de turbina de gas no se ha considerado un comportamiento real de los gases

presentes, sí se ha hecho uso de un modelo de gas cuasiperfecto, en el cual los calores específicos son dependientes de la temperatura. En consecuencia, parece ser que el modelo de gas cuasiperfecto predice con bastante exactitud el comportamiento de los gases reales, bajo las condiciones de temperatura y presión estudiadas.

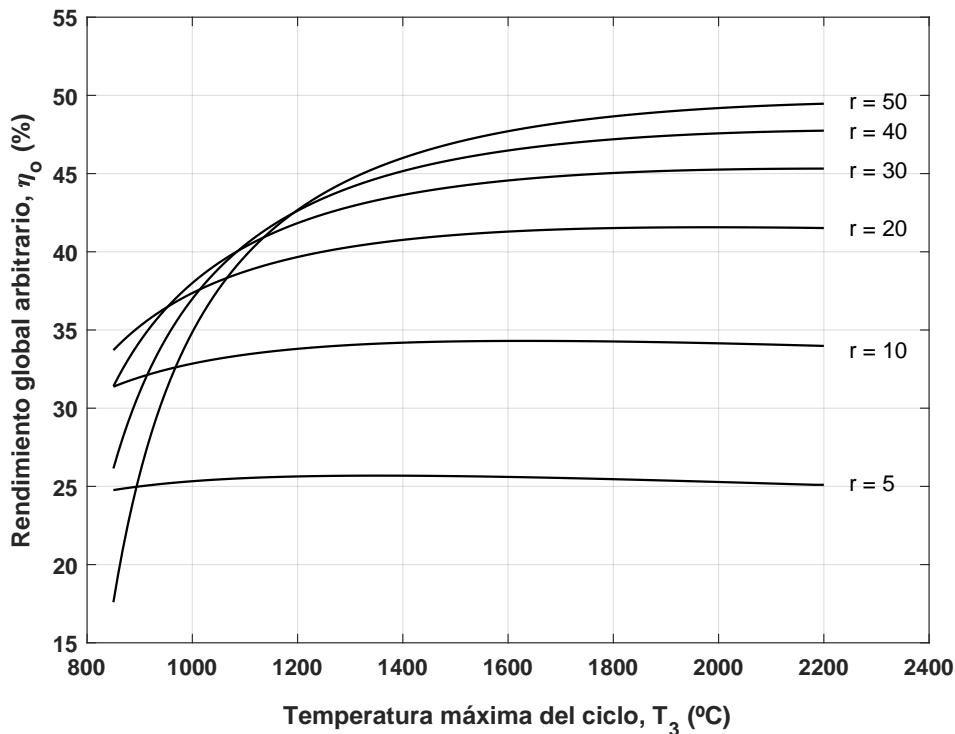


Figura 2.28: Rendimiento global arbitrario del ciclo [CBT]_I en función de la temperatura máxima, con la relación de presiones como parámetro.

Finalmente, en la Figura 2.29 se muestra el rendimiento global arbitrario en función del trabajo específico neto, con la temperatura máxima y la relación de presiones como parámetros. Esta figura puede compararse con la Figura 2.23. La diferencia más importante consiste en la magnitud del trabajo específico neto, pues el ciclo abierto de turbina de gas presenta valores sustancialmente mayores. Esto se debe en mayor medida a la modificación introducida por la variación de c_p y γ con la temperatura y la composición química, pues los gases de combustión presentan unos valores de c_p mayores que los del aire.

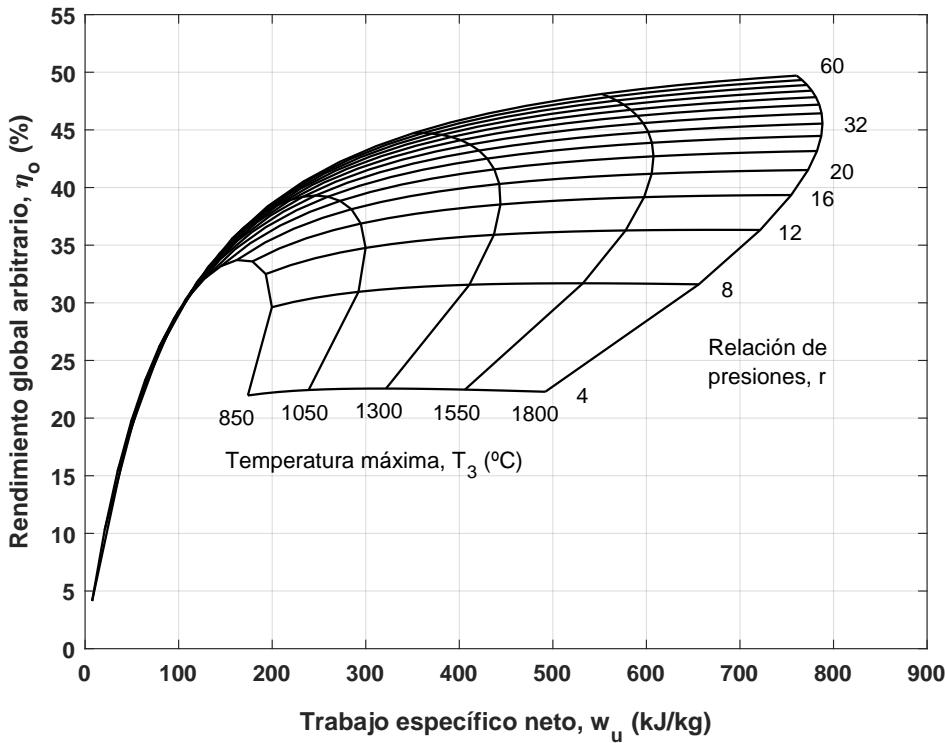


Figura 2.29: Rendimiento global arbitrario del ciclo [CBT]_I en función del trabajo específico neto, con la temperatura máxima y la relación de presiones como parámetros.

3

Estado de la tecnología en relación a la refrigeración de álabes

Como se puso de manifiesto en el capítulo anterior, el rendimiento de la turbina de gas aumenta conforme se incrementa la temperatura máxima del ciclo T_{03} , que en la práctica es la temperatura a la salida de la cámara de combustión. En otras palabras, la temperatura T_{03} es la temperatura de entrada a la turbina (temperatura antes de los NGV). Sin embargo, temperaturas elevadas de entrada a la turbina requieren materiales resistentes a estas temperaturas. Si bien se han realizado importantes avances en la ciencia de materiales, estos aun no resisten las temperaturas presentes en las turbinas de gas actuales. Para solventar este problema, se han desarrollado técnicas de refrigeración para mantener los componentes calientes de la turbina de gas por debajo de cierta temperatura. Estos componentes son, entre otros, la cámara de combustión, los discos y álabes de rotor y estator y las piezas de transición. En este capítulo se presenta un estudio acerca del concepto de la refrigeración de turbinas de gas, con un énfasis en las actuales técnicas de refrigeración de álabes mediante aire extraído del compresor. Los álabes de la turbina, en particular los álabes de rotor, son elementos rotativos sometidos a enormes esfuerzos mecánicos. Además, están expuestos a muy altas temperaturas, por lo que su resistencia mecánica se ve disminuida. Por tanto, la refrigeración en estos elementos es de capital importancia para asegurar la mayor vida útil posible. Ciertamente, la refrigeración de otros componentes, como cámaras de combustión, es un tema importante en la tecnología de la turbina de gas; sin embargo, no se tratará en este capítulo puesto que este trabajo se limita a la refrigeración de álabes de la turbina.

3.1 Historia

En la década de 1920 Christian Lorensen llevó a cabo en Alemania experimentos con turbinas axiales de álabes huecos, pensados para ser refrigerados por aire. En 1929 Brown Boveri fabricó la turbina de gas de álabes huecos de Lorensen. Los diseños de Lorensen condujeron al turborreactor Jumo 004, el primer motor de turbina de gas de álabes refrigerados por aire que se fabricó en masa. Los álabes de la turbina de este motor estaban hechos de una lámina de aleación de manganeso doblada, a través de la cual circulaba aire sangrado del compresor [9].

El motivo de la refrigeración de álabes en el turborreactor Jumo 004 no consistía en aumentar el rendimiento del ciclo, sino permitir el uso de materiales poco resistentes a la temperatura [12]. Sin embargo, después de la Segunda Guerra Mundial, hubo un creciente interés por obtener turbinas de gas más eficientes, por lo que se llevaron a cabo investigaciones y desarrollos tanto en la ciencia de materiales como en la refrigeración de turbinas de gas.

Durante las décadas de 1950 y 1960, se realizaron grandes esfuerzos en el campo de la refrigeración de álabes. Como resultado, a partir de 1970 la refrigeración de álabes se convirtió en una práctica habitual entre los fabricantes de turbinas de gas. De acuerdo con Boyce [8], la temperatura de entrada a la turbina ha aumentado, por término medio, 20 °C por año desde 1960. Aproximadamente la mitad de este incremento se debe al desarrollo de materiales resistentes a altas temperaturas, mientras que la otra mitad se debe a los avances en técnicas de refrigeración. En la Figura 3.1 se presenta la evolución de la temperatura de entrada a la turbina de los aerorreactores de la casa Rolls Royce, como resultado de los avances mencionados.

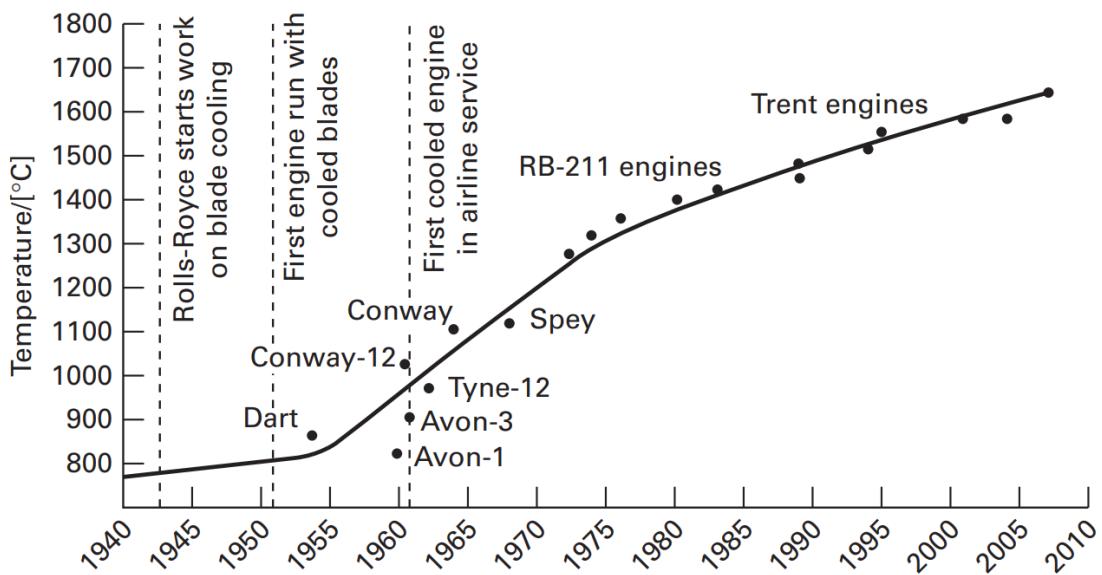


Figura 3.1: Aumento de la temperatura de entrada a la turbina en los aerorreactores fabricados por Rolls Royce. Extraído de Saravanamuttoo *et al.* [7].

Son numerosos los estudios sobre la refrigeración de turbinas de gas del siglo pasado, siendo los citados a continuación algunos de los más importantes.

En 1950, A. G. Smith y R. D. Pearson [23] publican un artículo sobre resultados experimentales de la refrigeración de álabes de turbina. Tres años más tarde, Warren M. Rohsenow [24] analiza de forma preliminar el efecto de la refrigeración en turbinas de gas.

En la década de 1950, la National Advisory Committee for Aeronautics (NACA)⁷ publica varios informes desclasificados (entre ellos las referencias [25] y [26]) acerca del impacto de la refrigeración en turbinas de gas. En el 1956, Warren R. Hawthorne [27, 28] realiza un análisis riguroso de la termodinámica de la turbina de gas refrigerada, sirviendo de referente para trabajos posteriores.

En 1980, M. J. Holland y T. F. Thake [29] presentan un modelo simplificado de turbina de gas refrigerada. En 1986, M. A. El-Masri propone un modelo detallado para analizar el proceso de expansión en una turbina refrigerada [30] y describe el potencial y las limitaciones del ciclo de turbina de gas refrigerada y con recalenta-

⁷Organización predecesora de la National Aeronautics and Space Administration (NASA).

miento [31]. En el mismo año, El-Masri presenta un análisis exergético del ciclo de Brayton con turbina de gas refrigerada [32].

La refrigeración de turbinas de gas es un campo en constante evolución. Actualmente, la práctica más extendida consiste en utilizar aire sangrado del compresor como refrigerante⁸. Sin embargo, en el pasado se han utilizado, además de aire, otros fluidos para refrigerar los álabes, algunos de los cuales no han pasado de la fase experimental.

Por un lado, el vapor de agua se utilizó extensamente en la década del 2000 en ciclos combinados, en los que se aprovechaba el vapor recalentado proveniente de la turbina de gas, en la turbina de vapor [33, 34]. Si bien este sistema presentaba un mayor rendimiento que la refrigeración mediante aire, requiere una tecnología de sellado complicada para evitar fugas, por lo que se incrementa el coste no sólo de la instalación sino también del mantenimiento [7]. Además, los avances en la refrigeración de álabes mediante aire realizados en la industria aeroespacial, han permitido obtener turbinas de gas refrigeradas por aire con rendimientos iguales o superiores a las refrigeradas por vapor de agua. Por todo lo anterior, actualmente la refrigeración mediante vapor de agua es raramente usada, restringiéndose su aplicación a las partes fijas de turbinas de gas industriales, como cámaras de combustión, piezas de transición y estátore.

Por otro lado, fluidos como agua líquida, combustible y metales líquidos, se han propuesto como fluido refrigerante. Sin embargo, estos diseños no han tenido éxito comercial debido a problemas de sellado, corrosión de materiales, formación de depósitos, coeficientes de transferencia de calor insuficientes y complejidad mecánica. En las referencias [35, 36, 37, 38] pueden encontrarse los detalles sobre la historia del desarrollo de la refrigeración líquida en turbinas de gas.

3.2 Materiales resistentes a altas temperaturas

El incremento del rendimiento de las turbinas de gas ha sido posible en gran medida gracias al desarrollo de materiales resistentes a altas temperaturas. La obtención de materiales con mayores puntos de fusión y mayor resistencia ha sido el resultado de la extensa investigación sobre técnicas de fabricación y procesado, así como de la invención de nuevas aleaciones, denominadas superaleaciones, que en general están basadas en níquel. Normalmente, los componentes de la turbina de gas están fabricados con materiales distintos en función de la carga térmica y mecánica, así como de la composición del ambiente, entre otros parámetros. Sin embargo, en este apartado solo se describirán los materiales y técnicas de fabricación utilizados en álabes de turbina.

⁸↑Al ser la refrigeración de turbinas de gas mediante aire del compresor la práctica más habitual, se considerará a lo largo del trabajo, que la refrigeración se realiza por este método.

3.2.1 Estado del arte en la fabricación de álabes

Los álabes de turbina, tanto de rotor como de estátor, suelen fabricarse mediante fundición de precisión. Estos álabes están sometidos a grandes cargas mecánicas y térmicas que propician la aparición de deformaciones por fluencia lenta, la corrosión en caliente, la oxidación, la fatiga termo-mecánica y la fatiga de ciclo alto y bajo. Para reducir los efectos de estos procesos se utilizan aleaciones con base de níquel. Un avance importante fue el desarrollo en la década de 1980 de la solidificación de álabes direccional, en la que se obtienen cristales alargados en la dirección radial. De esta forma, se reducen los límites de grano perpendiculares a la dirección radial, lo que mejora sustancialmente la resistencia a la fluencia lenta y a la fatiga. Más recientemente, se desarrolló la solidificación monocristalina, en la que toda la pieza se solidifica creando un solo cristal, de forma que no existen límites de grano. Esta técnica de solidificación mejora aún más las propiedades de resistencia a la fluencia lenta y fatiga.

Hace menos de dos décadas, la fabricación de componentes de turbina de gas mediante fabricación aditiva (AM, del inglés *Additive Manufacturing*) comenzó a utilizarse. Las primeras piezas que se fabricaron fueron elementos no sometidos a una carga térmica y mecánica elevada, debido a las limitaciones de resistencia térmica y mecánica de los componentes fabricados mediante AM. Sin embargo, los avances en las técnicas de fabricación aditiva como el *Electron Beam Melting* o el *Direct Metal Laser Sintering* han permitido la fabricación de álabes de turbina, tanto de estátor como de rotor. Empresas como Siemens [39], General Electric [40] y Honeywell [41] han fabricado con éxito álabes de rotor mediante fabricación aditiva.

Una de las principales ventajas que presenta la fabricación aditiva es una mayor libertad en cuanto a diseño de sistemas de refrigeración, pues permite la fabricación de geometrías complejas que no pueden obtenerse mediante la fundición de precisión. En consecuencia, es posible diseñar sistemas de refrigeración más eficientes, permitiendo reducir la temperatura del álabe para un mismo caudal de refrigerante. Alternativamente, para una temperatura del material dada, estos sistemas de refrigeración permiten reducir el caudal de refrigerante, por lo que el rendimiento del ciclo aumenta. Otra ventaja que presenta la fabricación aditiva es la reducción del tiempo de fabricación; del orden del 60 % o más. Sin embargo, la fabricación aditiva es aún una tecnología en desarrollo, por lo que el coste de inversión es elevado. Además, en general es necesario realizar mecanizados a las piezas fabricadas con AM puesto que es necesario mejorar el acabado superficial.

3.2.2 Revestimientos de álabes

Las turbinas de gas actuales operan con temperaturas de entrada a la turbina de entre 1500 °C y 1800 °C, valores muy superiores al punto de fusión de las superaleaciones utilizadas en los álabes de turbina. En consecuencia, además de la refrigeración de álabes, se han desarrollado revestimientos de barrera térmica (TBC, del inglés *Thermal Barrier Coatings*) para proteger la superficie del álabe de las altas temperaturas. Normalmente, se utilizan dos capas de revestimiento: una para combatir la corrosión y otra para minimizar la carga térmica del núcleo de aleación.

Para prevenir la corrosión a temperaturas inferiores a 1000 °C se utilizan revestimientos de aluminuro, mientras que para temperaturas mayores se emplean revestimientos del tipo MCrAlY, donde “M” es cobalto o níquel, Cr es cromo, Al es aluminio e Y es Itrio. Durante la operación, estos revestimientos forman una fina capa altamente adherente de óxido de aluminio Al_2O_3 que protege al núcleo [7].

Por otro lado, para reducir la carga térmica del núcleo se utilizan revestimientos cerámicos, siendo frecuente el uso de zirconia (ZrO_2) estabilizada con trióxido de diitrio, compuesto designado como YSZ (*Yttria-Stabilized Zirconia*). Los revestimientos cerámicos se aplican en capas con un espesor de hasta 0,4 mm y permiten reducir hasta 140 °C la temperatura en el núcleo del álabe [42]. Estos revestimientos se aplican sobre la capa de MCrAlY, pues de esta forma se mejora la adherencia de la capa cerámica y se consigue reducir la diferencia de coeficientes de expansión entre la capa cerámica y la aleación [7].

3.2.3 Desarrollos recientes en materiales

Según Saravanamutto *et al.* [7], algunos de los materiales que recientemente han recibido atención son los composites de matriz metálica (MMCs), las aleaciones reforzadas por dispersión de óxidos (ODS), composites de matrices cerámicas (CMCs) y los compuestos intermetálicos como el aluminuro de titanio. General Electric [43] ha desarrollado con éxito álabes de turbina de aluminuro de titanio, fabricados mediante *Electron Beam Melting*, que forman parte del motor GE9X. De forma similar, Pratt & Whitney [44] utiliza álabes de turbina de aluminuro de titanio en su motor turbofán con engranajes.

Recientemente se han obtenido álabes de rotor integrados en los discos fabricados mediante pulvimetallurgia, con álabes refrigerados a través del Lamilloy®. Este sistema permite reducir el peso entre un 20 % y un 30 %, mientras que el caudal de refrigeración necesario es un 30 % inferior [7].

Por otro lado, los álabes fabricados con cerámicas monolíticas presentan una serie de ventajas respecto de las aleaciones, en particular una mayor resistencia a altas temperaturas sin necesidad de refrigeración y un menor peso. Sin embargo, la mayor parte de los desarrollos realizados no han tenido éxito debido a que los materiales cerámicos son frágiles y por tanto muy sensibles a los daños por colisión con objetos; además de propensos a ser atacados por los gases de combustión. No obstante, en algunos casos se ha conseguido su aplicación con éxito, como es el caso de la referencia [45].

3.3 Técnicas de refrigeración de turbinas de gas

En un primer enfoque, es posible clasificar las técnicas de refrigeración en dos grupos: refrigeración interna y refrigeración externa. Por un lado, la refrigeración interna consiste en hacer pasar el refrigerante por uno o más conductos internos, de forma que se transfiere calor por convección desde la pared del elemento hacia el refrigerante [46]. Por otro lado, la refrigeración externa consiste en la eyección

de fluido refrigerante a través de uno o más puntos a lo largo de una superficie expuesta a una elevada temperatura, con el objetivo no sólo de proteger la superficie inmediatamente adyacente, sino también la región aguas abajo [47].

Actualmente, los diseños de álabes refrigerados mediante aire hacen uso de ambos tipos de refrigeración, de manera que una vez el aire ha refrigerado en lo posible el interior del álabe, se incorpora a la corriente principal a través de agujeros practicados en las paredes del álabe y el borde de salida. En la Figura 3.2 se muestra una configuración típica de refrigeración en un álabe de rotor.

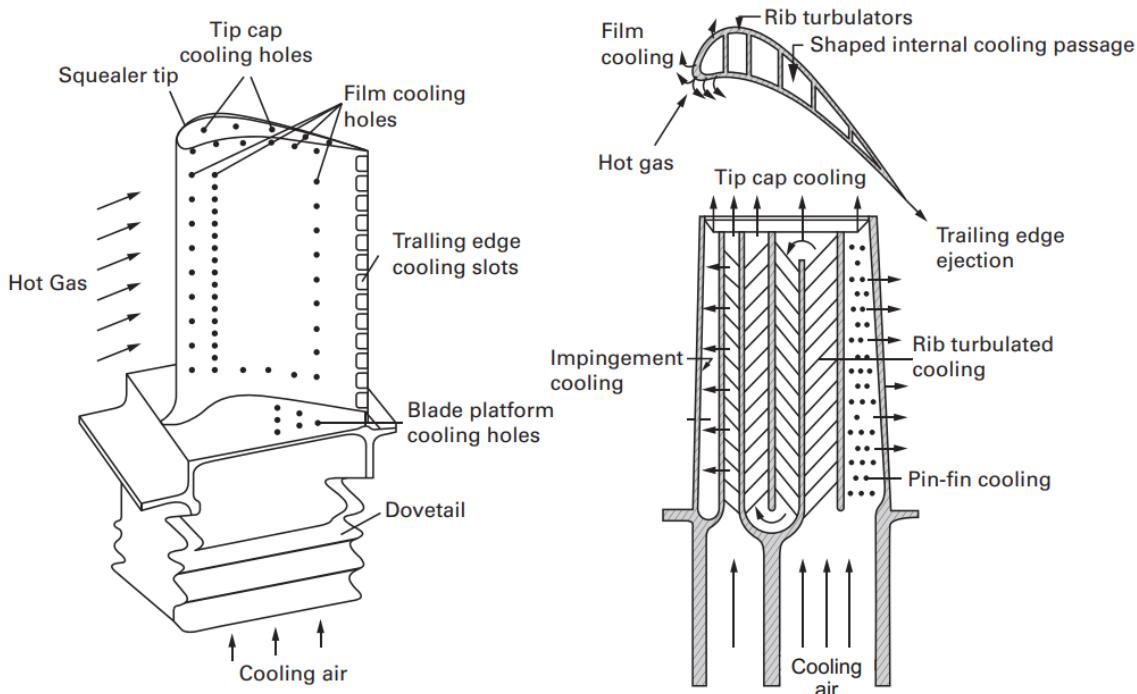


Figura 3.2: Esquema de la refrigeración interna y externa de un álabe de rotor típico. Extraído de Saravanamuttoo *et al.* [7].

La tecnología de refrigeración de turbinas de gas ha evolucionado a lo largo de los años, de forma que en la actualidad existen numerosas técnicas de refrigeración de álabes. Es posible clasificar las técnicas en cuatro grupos: (1) refrigeración mediante conductos dotados de elementos inductores de turbulencia, (2) refrigeración por impacto de chorro, (3) refrigeración por vórtices y (4) refrigeración por película de fluido. De los cuatro grupos anteriores, los tres primeros corresponden a técnicas de refrigeración interna, mientras que el último abarca las técnicas de refrigeración externa.

En las técnicas de refrigeración interna, suele recurrirse a la naturaleza de los flujos turbulentos, caracterizados por grandes gradientes de velocidad que potencian la mezcla y favorecen la transferencia de calor entre el refrigerante y la pared. Esto se debe al limitado volumen interno del álabe y en consecuencia a la reducida área de transferencia de calor de que dispone. Sin embargo, los flujos turbulentos provocan un aumento del factor de fricción, con el consecuente aumento de pérdidas de carga, de forma que en el diseño de técnicas de refrigeración interna se persigue maximizar el coeficiente de transferencia de calor global, con unas pérdidas de carga mínimas.

Para cuantificar tanto el aumento del coeficiente de transferencia de calor global y local como el de las pérdidas de carga, suele compararse el número de Nusselt (Nu) del sistema de refrigeración con el de un canal liso (Nu_0), en el que se supone un flujo con los mismos parámetros⁹ que en el canal objeto de estudio. De esta forma, en adelante se entenderá por “incremento del coeficiente de transferencia de calor” a la relación Nu/Nu_0 . Conviene definir también el rendimiento de la transferencia de calor que, si bien no se utilizará en cálculos, servirá de criterio para comparar diferentes técnicas de refrigeración. Gee y Web [48] definen el rendimiento de la transferencia de calor como:

$$\eta = \frac{\overline{Nu}/Nu_0}{(f/f_0)^{1/3}}, \quad (3.1)$$

donde \overline{Nu} y f son el número de Nusselt promedio y el factor de fricción respectivamente y Nu_0 y f_0 son los parámetros correspondientes a un canal liso. El rendimiento de la transferencia de calor representa la cantidad de calor transferido por unidad de potencia adicional necesaria.

A continuación se hace un breve resumen de lo que se ha encontrado en la literatura acerca de los cuatro grupos de técnicas de refrigeración.

3.3.1 Refrigeración mediante conductos dotados de elementos inductores de turbulencia

La refrigeración mediante conductos dotados de elementos inductores de turbulencia es un método de refrigeración interna, que se basa en introducir una serie de obstáculos en los canales por los que circula el refrigerante, con el objetivo de incrementar el coeficiente global de transferencia de calor respecto de un canal liso, sin incrementar excesivamente las pérdidas de carga.

Frecuentemente, el refrigerante es descargado a través de pequeños orificios en la pared, la punta y el borde de salida del álabe. No obstante, existen diseños en los que el refrigerante no se mezcla con la corriente principal, como en el caso de la refrigeración mediante vapor de agua.

En función de las necesidades de transferencia de calor y del tamaño y ubicación de los conductos, se utilizan nervaduras y aletas como elementos inductores de turbulencia.

- **Refrigeración por nervaduras**

La refrigeración por nervaduras (en inglés *rib-turbulated cooling*) consiste en la incorporación de nervios en los conductos interiores del álabe, normalmente con una longitud del orden de la anchura del conducto.

En la Figura 3.3 se muestra el campo fluido alrededor de una nervadura, donde se puede apreciar que la capa límite se desprende tanto aguas arriba como aguas abajo

⁹Al ser turbulentos la mayoría de flujos, suele suponerse un flujo turbulento completamente desarrollado con el mismo número de Reynolds que en el caso de estudio.

de las nervaduras, creando burbujas de recirculación. Estas separaciones del flujo vienen acompañadas de una zona de readherencia, lo que favorece la transferencia de calor. Además, la región de capa límite desprendida incrementa la turbulencia y por tanto el mezclado del flujo, lo que resulta en que buena parte del fluido a menor temperatura entra en contacto con la pared, incrementando así la transferencia de calor.

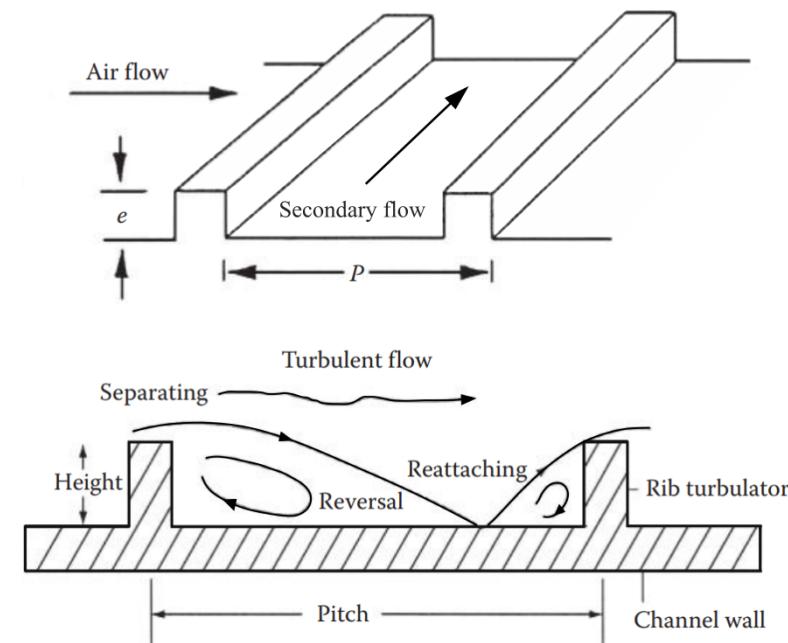


Figura 3.3: Esquema de la separación y readherencia del flujo en un conducto debido a las nervaduras. Extraído de Han *et al.* [46].

De acuerdo con Han *et al.* [46], el aumento de transferencia de calor debido a las nervaduras depende principalmente de la geometría de las nervaduras (como tamaño, forma, distribución, ángulo de ataque del fluido), de la relación de aspecto de la sección del conducto¹⁰ y del número de Reynolds.

Según el mismo autor, es posible aumentar aún más la transferencia de calor proporcionando a las nervaduras un cierto ángulo respecto a la corriente principal, lo que provoca un flujo secundario que se desplaza en la dirección de la nervadura. En función de la geometría y orientación de las nervaduras, es posible obtener múltiples torbellinos en el interior del conducto (véase la Figura 3.4), cuyo número está relacionado con la transferencia de calor.

Son numerosos los estudios acerca del efecto de la configuración de las nervaduras sobre los coeficientes de transferencia de calor, pudiéndose citar por ejemplo los trabajos de Taslim y Spring [49], Han y Zhang [50] y Han *et al.* [51]. Los resultados generales de estas investigaciones han sido que los inductores de turbulencia en conductos estacionarios pueden aumentar el coeficiente medio de transferencia en un factor de 1,8 a 2,8, mientras que las pérdidas de carga aumentan en factores de 3 a 10 [52]. En algunos casos de nervaduras con geometrías no convencionales,

¹⁰↑La relación de aspecto de un conducto rectangular se define como la relación entre la altura y la base de la sección.

como en el trabajo de Han y Zhang [50], los aumentos del coeficiente medio de transferencia de calor han sido en factores de 3 a 4; sin embargo, las pérdidas de presión resultan mayores que en los casos de nervaduras convencionales.

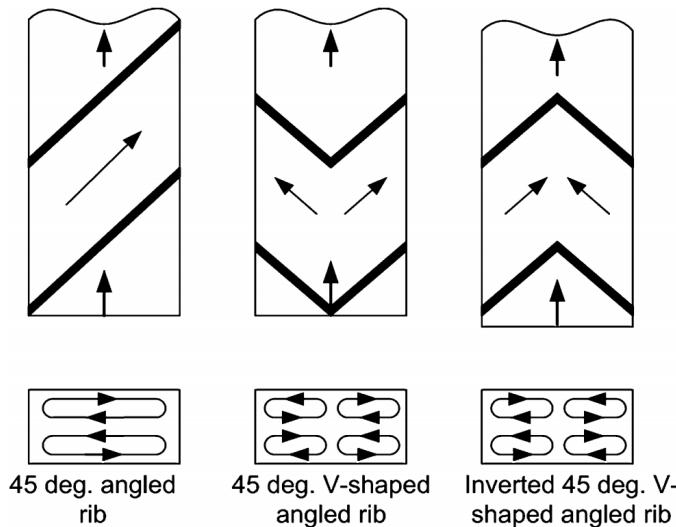


Figura 3.4: Torbellinos y flujos secundarios inducidos por diferentes patrones de nervaduras inclinadas 45°. Extraído de Han [53].

Un aspecto de gran importancia, más que en las otras técnicas de refrigeración, es el análisis del efecto de la rotación del álabe sobre el flujo a través de los conductos, pues la rotación induce fuerzas de Coriolis y de flotación por rotación y calentamiento, que no están presentes en un álabe estático. Estas fuerzas modifican el perfil de velocidad en un conducto y por tanto el rendimiento de la transferencia de calor. Un estudio pionero sobre los efectos de la rotación de conductos en la transferencia de calor es el realizado por Wagner *et al.* [54].

Los conductos con nervaduras inductoras de turbulencia suelen utilizarse en la región media del álabe, entre el borde de ataque y el borde de salida, tal como se pone de manifiesto en la Figura 3.2.

- **Refrigeración por aletas**

De acuerdo con Saravanamuttoo *et al.* [7], las aletas son extrusiones generalmente de sección circular, orientadas perpendicularmente respecto de la dirección del flujo refrigerante, que reciben calor por conducción del intradós y extradós del álabe y que a su vez son enfriadas de forma convectiva por el refrigerante, antes de que este salga del álabe por el borde de salida o la punta. Las aletas se suelen disponer según un patrón, siendo la matriz en línea y escalonada los más utilizados (Figura 3.5).

Las refrigeración por aletas (en inglés *pin-fin cooling*) se utiliza en la zona del borde de salida del álabe, donde no se puede disponer de refrigeración por nervaduras ni por impacto debido a las dificultades constructivas [46]. Si bien lo más habitual es que se utilicen aletas completas, es decir, aletas que unen la superficie de presión con la de succión, también es posible utilizar aletas parciales, tal como se muestra

en la Figura 3.6. La efectividad de este tipo de aletas ha sido estudiada por Arora y Abdel-Messeh [55] y Steuber y Metzger [56].

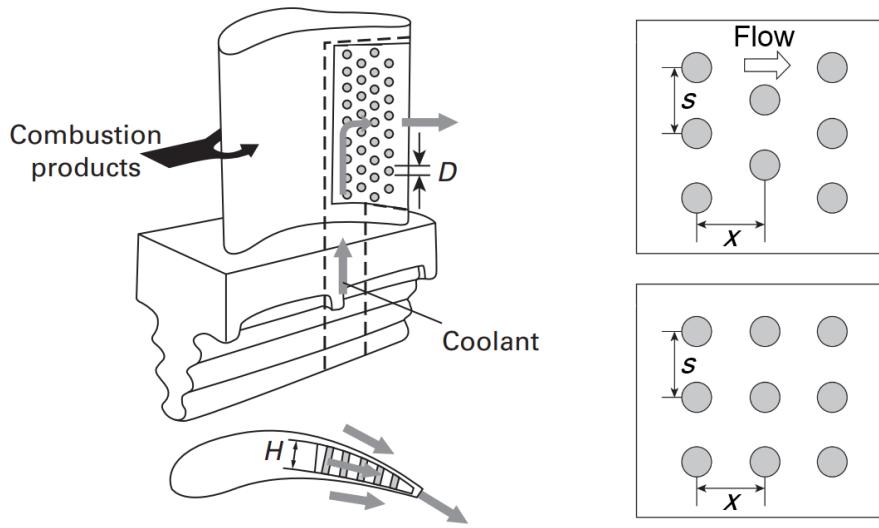


Figura 3.5: Esquema y nomenclatura de la refrigeración por aletas y configuraciones de matriz típicas: escalonada (arriba) y alineada (abajo).

Adaptado de Han *et al.* [46].

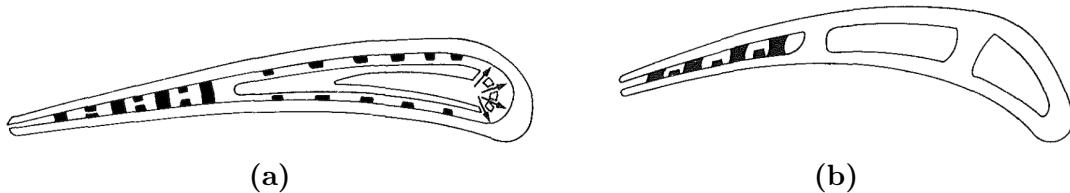


Figura 3.6: Sistema de refrigeración de álabes por aletas parciales y totales: (a) álabe de estator y (b) álabe de rotor. Adaptado de Arora y Abdel-Messeh [55].

De acuerdo con Simon y Piggush [57], el flujo alrededor de una aleta está caracterizado por la formación de dos estructuras que perturban la capa límite (véase la Figura 3.7): una estela turbulenta aguas abajo de la aleta y dos torbellinos de herradura justo aguas arriba de la base de la aleta que rodean la aleta y son arrastrados aguas abajo. Si además la aleta es parcial, la capa límite se desprende, aumentando aún más la turbulencia cerca de la base de la aleta. La interacción de estas perturbaciones del flujo incrementan la turbulencia y por tanto la transferencia de calor desde la superficie del banco de aletas al refrigerante.

Según Han *et al.* [46], la estela generada por cada aleta aumenta la turbulencia del flujo y perturba la capa límite que se forma en la superficie en la que están montadas las aletas. Además, la estela de las aletas afecta tanto el flujo como la transferencia de calor en las aletas aguas abajo. De hecho, la transferencia de calor en un banco de aletas depende principalmente de la configuración de la matriz de aletas, de la densidad de aletas en las direcciones longitudinal (x/D) y transversal (s/D) y del número de Reynolds.

Numerosos estudios se han realizado acerca del efecto de los distintos parámetros del sistema de refrigeración por aletas, sobre la transferencia de calor. Brigham y Van Fossen [58] estudiaron la influencia de la relación altura–diámetro (H/D) de la aleta; Metzger *et al.* [59] analizaron los efectos de la forma de las aletas y su distribución; mientras que Chyu *et al.* [60] estudiaron el efecto de la entrada perpendicular al banco de aletas.

Según Bunker [52], es posible obtener aumentos del coeficiente medio de transferencia de calor de entre 1,8 y 3 respecto al de un canal liso, con incrementos de las pérdidas de carga de entre 3,2 y 6.

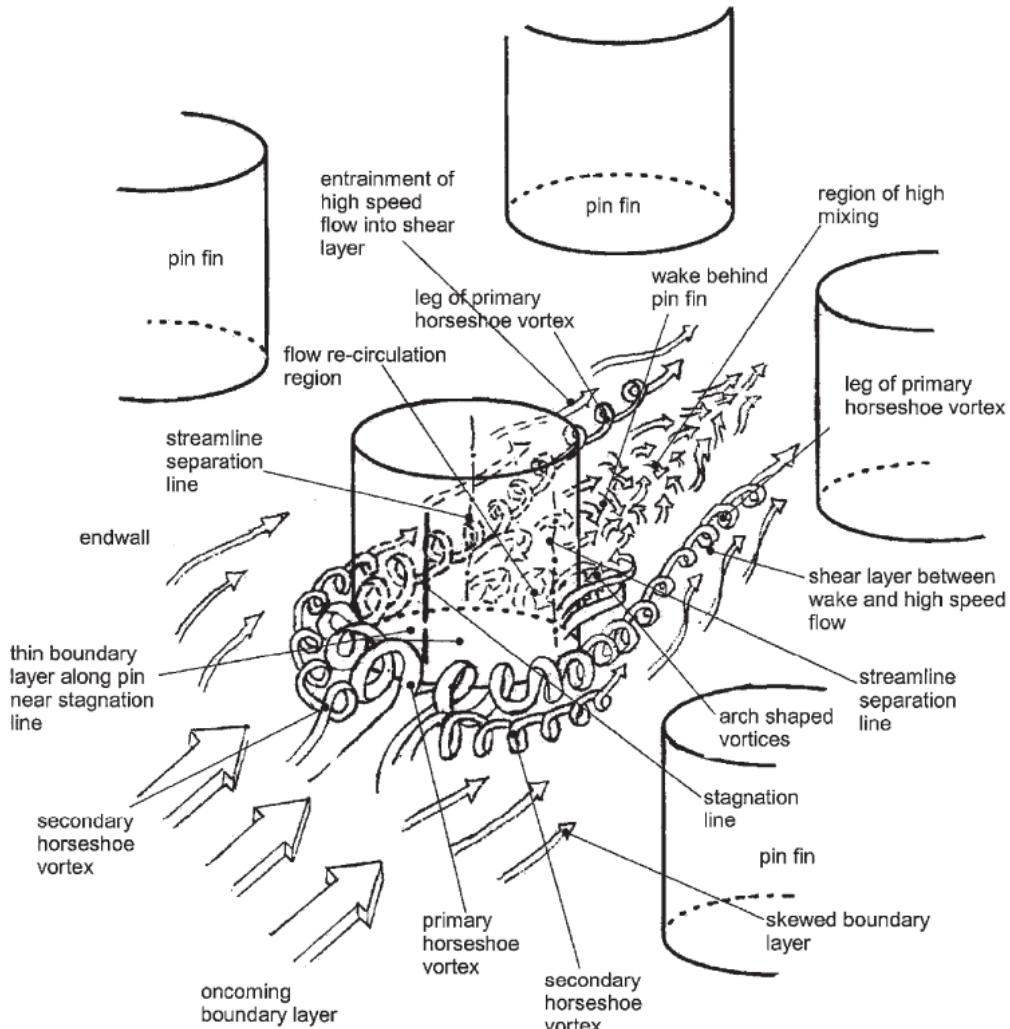


Figura 3.7: Flujo alrededor de una aleta en una matriz de aletas.
Extraído de Simon y Piggush [57].

3.3.2 Refrigeración por impacto de chorro

La refrigeración por impacto de chorro (en inglés *jet impingement cooling*) consiste en la expulsión de una masa de refrigerante a alta velocidad a través de un orificio o ranura denominado tobera, que incide en la superficie que se pretende refrigerar. El fluido es conducido desde la raíz hasta la punta del álabe por conductos

rectos que poseen orificios en una o más paredes, a través de los cuales se expulsa el fluido a alta velocidad contra la superficie objetivo. En la Figura 3.8 se muestra un esquema de este método de refrigeración. De acuerdo con Han *et al.* [46], la alta velocidad junto con los elevados gradientes de velocidad debidos a la gran turbulencia, aumentan significativamente la transferencia de calor desde la pared hacia el fluido.

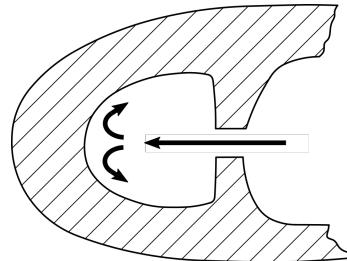


Figura 3.8: Esquema de la refrigeración por impacto en la zona del borde de ataque de un álabe

La forma más básica de la refrigeración por impacto de chorros consiste en una única tobera que descarga sobre la superficie de impacto. Un resumen exhaustivo de la transferencia de calor mediante el impacto de un único chorro puede encontrarse en el trabajo de Martin [61]. Según esta referencia, las características del flujo antes y después de impactar contra la superficie objetivo son bien distintas (véase la Figura 3.9): antes del impacto, el flujo se comporta como un chorro aislado (en inglés *free jet*), mientras que después del impacto exhibe un comportamiento similar a un chorro paralelo a una pared. Según Sparrow y Wong [62], el coeficiente de transferencia de calor presenta un máximo en el punto de remanso y va disminuyendo conforme aumenta la distancia respecto a este.

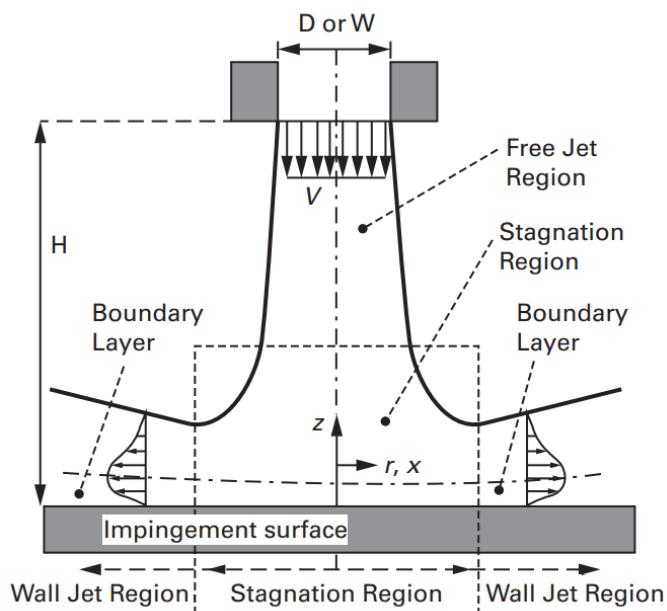


Figura 3.9: Esquema del campo fluido de un chorro perpendicular a la superficie objetivo. Extraído de Viskanta [63].

De acuerdo con Bunker *et al.* [64], los parámetros que afectan en mayor medida a la transferencia de calor mediante el impacto de un único chorro son: la forma de la tobera, la relación altura–diámetro (H/D), el ángulo del chorro respecto de la normal a la superficie de impacto, el número de Reynolds del chorro, así como la forma y rugosidad de la superficie objetivo. Un análisis del efecto de cada uno puede encontrarse, por ejemplo, en el trabajo de Han *et al.* [46] o en el de Amano y Sundén [65]. En general, suelen utilizarse toberas de sección circular o elíptica, con una inclinación respecto de la normal a la superficie objetivo de entre 30° y 90° , relaciones de altura–diámetro de entre 1 y 3 y números de Reynolds del chorro de entre 20 000 y 70 000.

En la práctica, lo más habitual es el uso de una matriz de toberas, generalmente dispuestas en línea (Figura 3.10) o según un patrón irregular, debido a la mayor uniformidad de la refrigeración, comparada con una única tobera. No obstante, el uso de una matriz de toberas conlleva la aparición de un flujo cruzado (en inglés *cross-flow*) que está formado por fluido proveniente de otros chorros y que, al poseer una velocidad paralela a la placa objetivo, deflecta los chorros de las toberas, reduciendo por tanto el rendimiento de refrigeración. Koopman y Sparrow [66] y Florschuetz *et al.* [67] analizaron el efecto del flujo cruzado en matrices de toberas. Por otro lado, en el caso de una matriz de toberas, la relación espaciado–diámetro (x/D e y/D) influye en la transferencia de calor, como se pone de manifiesto en el trabajo de Hollwotrh y Berry [68].

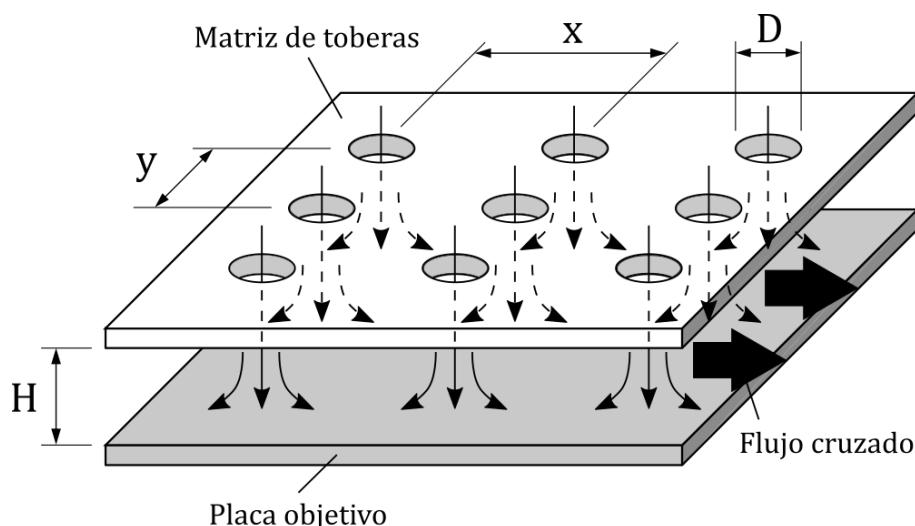


Figura 3.10: Parámetros principales en la configuración en línea de chorros de impacto circulares. Adaptado de Bunker *et al.* [64].

Tal como explica Han *et al.* [46], el radio de curvatura de la superficie objetivo juega un papel fundamental en el diseño del sistema de refrigeración por impacto de chorro. En el caso de la refrigeración de la zona media del álabe, los radios de curvatura son grandes y puede considerarse que la superficie es plana. Sin embargo, para la zona del borde de ataque, el reducido radio de curvatura no permite considerar que la superficie objetivo es plana. Un estudio detallado del efecto de la curvatura de la superficie objetivo sobre la transferencia de calor mediante chorros, puede encontrarse en el trabajo de Hrycak [69]. Además, en la zona del borde de ataque

frecuentemente se extrae aire del interior del álabe para la refrigeración mediante película de refrigerante (véase la sección 3.3.4), por lo que el efecto de la extracción de fluido también debe ser considerado. Hollworth y Dagan [70] analizaron el efecto de la extracción de fluido a través de orificios inclinados practicados en la superficie objetivo. Dicho efecto provoca una disminución del flujo cruzado, por lo que la transferencia de calor aumenta.

Otro efecto de relativa importancia consiste en el producido por la rotación de los álabes, el cual, al igual que en la refrigeración por nervaduras, modifica el campo fluido y por tanto la transferencia de calor. Detalles sobre este fenómeno pueden encontrarse, entre otros, en el trabajo de Epstein *et al.* [71].

Por un lado, es frecuente el uso de refrigeración por impacto de chorro en el borde de ataque de los álabes de rotor, como puede observarse en las figuras 3.2 y 3.11. Como se pone de manifiesto en la Figura 3.12, en esta zona la carga térmica es muy elevada y, además, la mayor anchura del perfil permite el uso de este método. Existen diseños de álabes de rotor que también utilizan esta técnica de refrigeración en el borde de salida, sin embargo, lo más habitual es utilizar la refrigeración por aletas en esta zona.

Por otro lado, en los álabes de estátor del primer escalonamiento, la carga térmica es mayor que en los álabes de rotor, mientras que la resistencia mecánica requerida es menor. En consecuencia, en este caso se utiliza la refrigeración por impacto de chorro no sólo en el borde de ataque sino también en la región media del álabe (véase la Figura 3.11).

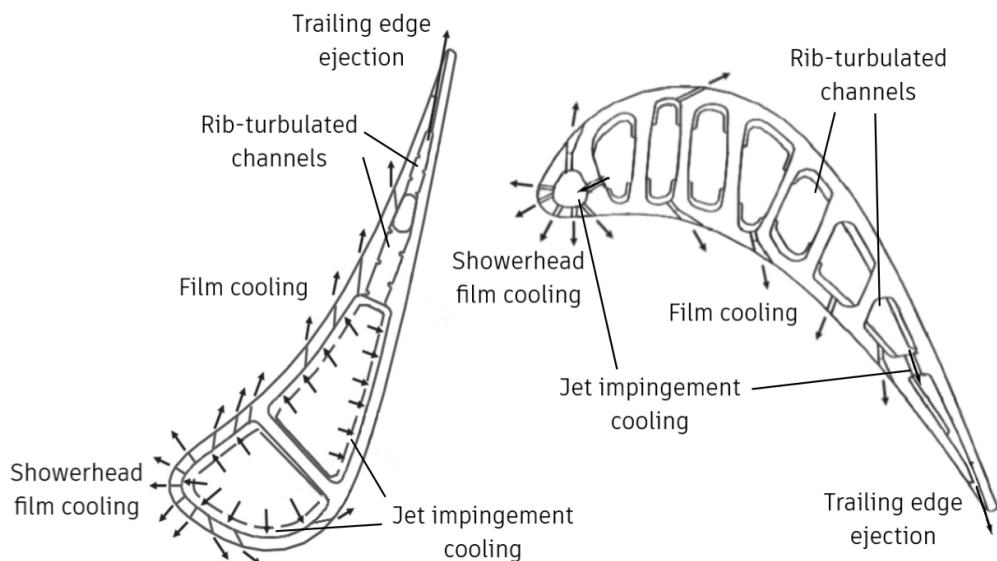


Figura 3.11: Estructura y técnicas de refrigeración de álabes de turbina actuales: álabe de estátor (izquierda) y álabe de rotor (derecha).

Adaptado de Bunker *et al.* [64].

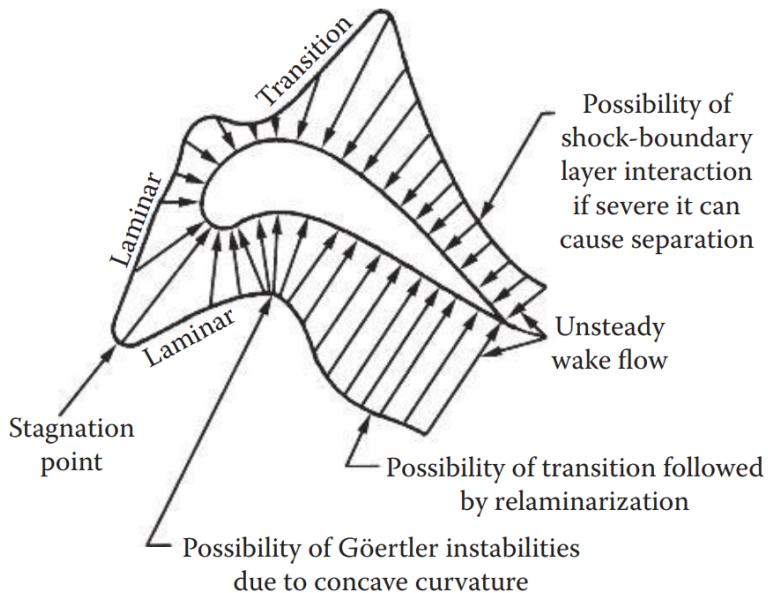


Figura 3.12: Distribución de la transferencia de calor alrededor de un álabe de rotor. Extraído de Han *et al.* [46].

Una manera de incrementar la transferencia de calor en la refrigeración por impacto de chorro consiste en posicionar inductores de turbulencia (como nervaduras, aletas o concavidades) cerca de la región de impacto del chorro. De esta forma, se consigue aumentar la turbulencia del flujo, favoreciendo por tanto la transferencia de calor. En los trabajos de Gau y Lee [72], Azad *et al.* [73] y Azad *et al.* [74] se analizan diversas configuraciones de refrigeración por impacto de chorro sobre paredes con inductores de turbulencia.

Según varios autores [46, 64], la refrigeración por impacto de chorro constituye el método de refrigeración que mayores aumentos de transferencia de calor presenta, comparado con todas las demás técnicas de refrigeración mediante fluido en una sola fase, operando en la mayoría de casos en la región de la analogía de Reynolds¹¹. Sin embargo, este método de refrigeración disminuye la resistencia mecánica de los álabes, por lo que se utiliza en las zonas que presentan una elevada carga térmica.

3.3.3 Refrigeración mediante vórtices

De acuerdo con Khalatov [75], la refrigeración mediante vórtices comprende un grupo de técnicas cuyo objetivo es la formación de torbellinos organizados, de forma que la transferencia de calor se vea favorecida bien por la elevada velocidad, bien por la gran turbulencia, o por una mezcla de ambas. Existen tres tecnologías de refrigeración mediante vórtices, a saber, la refrigeración por concavidades, la refrigeración por torbellino y la refrigeración mediante celosías.

¹¹↑La analogía de Reynolds afirma que en un flujo turbulento, el aumento del coeficiente de transferencia de calor es equivalente al aumento del coeficiente de fricción.

- **Refrigeración por concavidades**

La refrigeración por concavidades (en inglés *dimple cooling*) consiste en la introducción de concavidades en los canales, que idealmente actúan como generadores de torbellinos. Estas concavidades suelen disponerse en una configuración de matriz en línea o escalonada.

El campo fluido alrededor de una concavidad se presenta esquemáticamente en la Figura 3.13. La formación de torbellinos tiene su explicación en lo siguiente: si el espesor de la capa límite λ es menor que el diámetro en superficie de la cavidad d , entonces la corriente fluye hacia el interior de la cavidad, formándose una región de separación cerca de la entrada. Una cavidad de formas curvas induce un campo de presión en su interior que tiende a colapsar el flujo en la región de salida de la cavidad, formando una estructura de torbellinos.

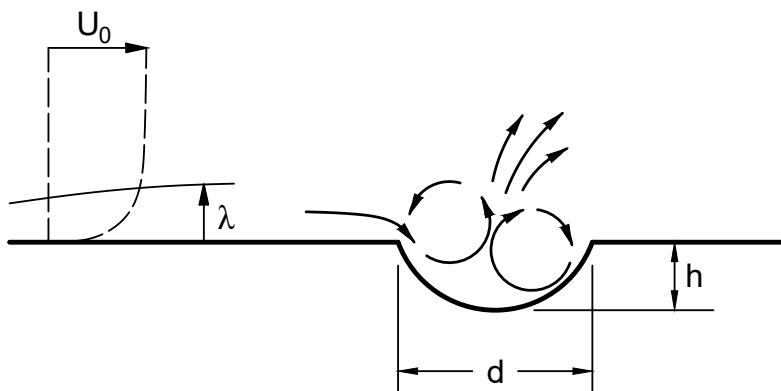


Figura 3.13: Esquema del campo fluido alrededor de una concavidad esférica

De acuerdo con Bunker [52], en un flujo estacionario e ideal alrededor de una concavidad, se forma un par de torbellinos contrarrotatorios, tal como se muestra en la Figura 3.14a. Sin embargo, en la mayoría de flujos reales únicamente se forma un torbellino asimétrico (Figura 3.14b), que se desplaza de un lado a otro de la cavidad con una determinada frecuencia. A medida que el torbellino interactúa con la corriente principal, genera un efecto de mezclado que tiende a renovar el fluido cerca de la superficie, incrementando por tanto la transferencia de calor.

La refrigeración por cavidades presenta unas pérdidas de presión significativamente menores que la refrigeración por nervaduras y aletas. El motivo estriba en el hecho de que el campo fluido inducido por las cavidades es de carácter ordenado y carece de los efectos disipativos de estelas y capas límite cortantes. Las investigaciones realizadas sobre refrigeración mediante concavidades ponen de manifiesto que es posible obtener aumentos del coeficiente medio de transferencia de calor comparables a otros métodos de refrigeración, como la refrigeración por nervaduras y por aletas, pero con un aumento del coeficiente de fricción de dos a tres veces más pequeño.

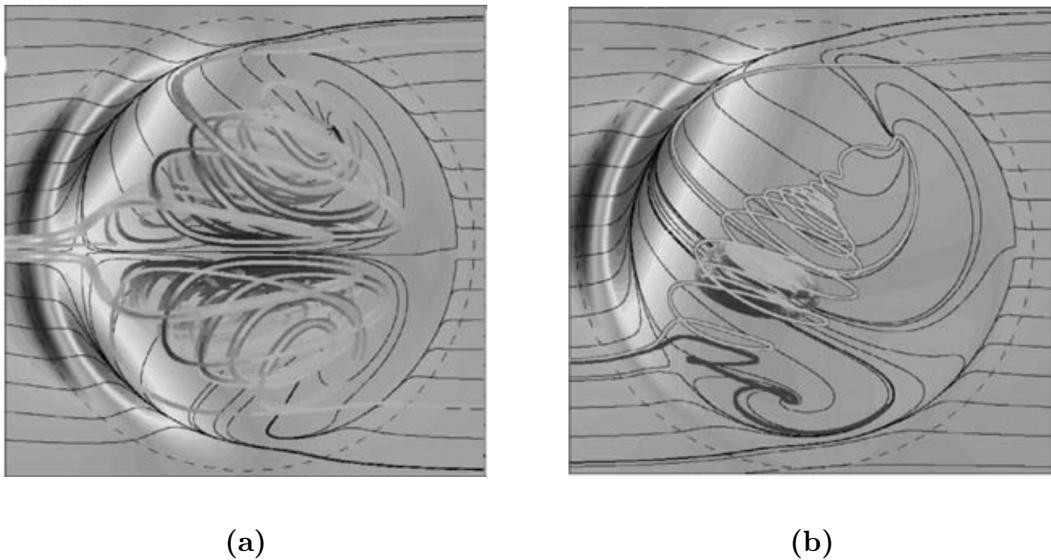


Figura 3.14: Simulación mediante CFD del flujo turbulento alrededor de una concavidad esférica: **(a)** formación de dos torbellinos simétricos y **(b)** formación de un torbellino asimétrico. Extraído de Bunker [52].

Algunos estudios recientes, como el de Chyu *et al.* [76], Moon *et al.* [77] y Mahmood *et al.* [78], muestran aumentos de la transferencia de calor de entre 2 y 2,5, con un incremento del coeficiente de fricción de entre 1,5 y 4, respecto al caso de un canal liso. Por lo tanto, el método de refrigeración mediante cavidades presenta un gran potencial como sustituto de la refrigeración de álabes por nervaduras y aletas.

• Refrigeración por torbellino

La refrigeración por torbellino (*swirl* o *cyclone cooling* en inglés) consiste en la introducción de uno o más chorros de refrigerante de forma tangencial en una cavidad tubular, induciendo un flujo de torbellino alrededor del eje del canal. Los chorros proporcionan altos coeficientes de transferencia de calor locales y una distribución de temperatura relativamente uniforme en la pared del álabe. Sin embargo, la elevada transferencia de calor va acompañada de altas pérdidas de carga. De acuerdo con Seibold *et al.* [79], los principales parámetros que afectan el rendimiento de la refrigeración por torbellino son el número de Reynolds y el número de torbellino, éste último definido en el trabajo de Ogawa [80]. La mejora en la transferencia de calor se debe a la alta velocidad del flujo, a la fuerza centrífuga y al alto grado de turbulencia.

En la Figura 3.15 se muestra un esquema de esta técnica de refrigeración, donde puede apreciarse que el refrigerante, una vez introducido en la cámara de torbellino, puede ser expulsado al exterior a través de orificios en la pared del álabe y también por el borde de salida.

Si bien el estudio sistemático del incremento de la transferencia de calor debido a un flujo de torbellino comenzó hace poco más de cien años, fueron Hay y West [81] quienes propusieron en 1975 la aplicación de este sistema de refrigeración en álabes

de turbina. Sin embargo, hasta hace dos décadas no se ha utilizado la refrigeración por torbellino en los álabes por dos razones: debido al incremento de pérdidas que entonces conllevaba y a la preferencia por sistemas de refrigeración con un grado de madurez más alto, como las nervaduras y el impacto de chorro.

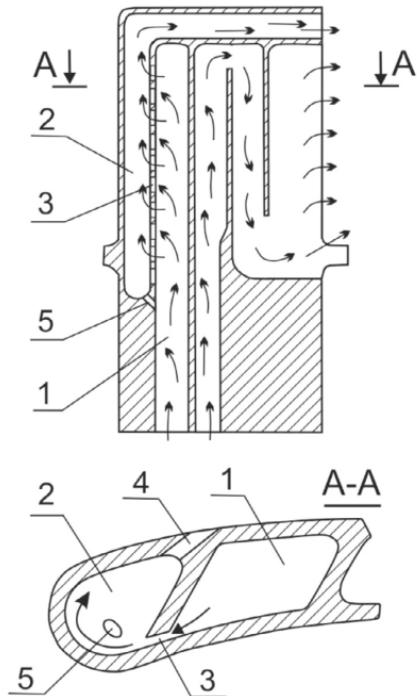


Figura 3.15: Esquema de la refrigeración por torbellino. 1: conducto de distribución, 2: cámara de torbellino, 3: orificios de entrada tangencial, 4: orificios de refrigeración por película refrigerante, 5: orificio para el barrido del canal.

Adaptado de Glezer *et al.* [82].

El sistema de refrigeración por torbellino que se utiliza hoy en día fue propuesto por Glezer *et al.* [83] en 1996. Desde entonces, se han llevado a cabo numerosos estudios sobre el tema, un resumen de los cuales encontrará el lector interesado en el trabajo de Seibold *et al.* [79].

En el estudio de Glezer *et al.* [83], se analizan tres configuraciones de refrigeración por torbellino (véase la Figura 3.16). En las dos primeras, el refrigerante se conduce hasta el borde de salida donde es expulsado a través de ranuras. Sin embargo, en la primera configuración, los orificios de inyección tangencial se disponen uniformemente a lo largo de la cámara de torbellino, mientras que en la segunda los orificios se distribuyen hasta una cierta longitud de la cámara de torbellino. Finalmente, en la tercera configuración, la cámara de torbellino es similar a la del caso (a), salvo que se expulsa el refrigerante a través de orificios en el extradós y no por el borde de salida.

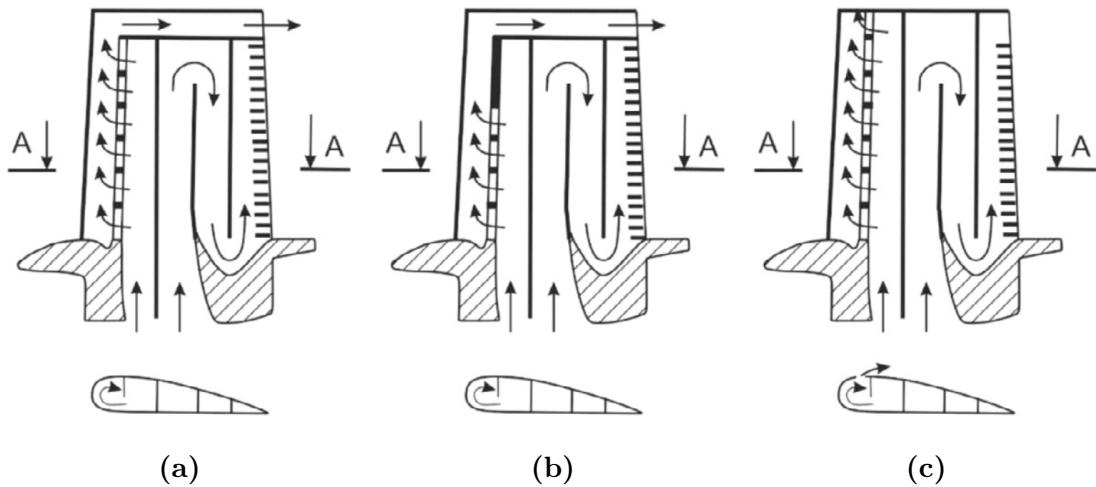


Figura 3.16: Configuraciones de refrigeración por torbellino utilizadas por Glezer *et al.* [83]. (a) Flujo de refrigerante suministrado a lo largo del canal, (b) flujo de refrigerante suministrado parcialmente y (c) flujo de refrigerante suministrado a lo largo del canal con descarga a través de orificios en el extradós. Adaptado de [83].

Los resultados del estudio de Glezer *et al.* [83] indican que la expulsión de refrigerante a través de orificios en el extradós disminuye significativamente el rendimiento de la refrigeración por torbellino. Por otro lado, la segunda configuración presenta un gran coeficiente de transferencia de calor, mayor incluso que la refrigeración por nervaduras y por impacto de chorro convencional, tal como se pone de manifiesto en la Figura 3.17. En efecto, el rendimiento de la segunda configuración es comparable al de la combinación de refrigeración por impacto de chorro y película refrigerante.

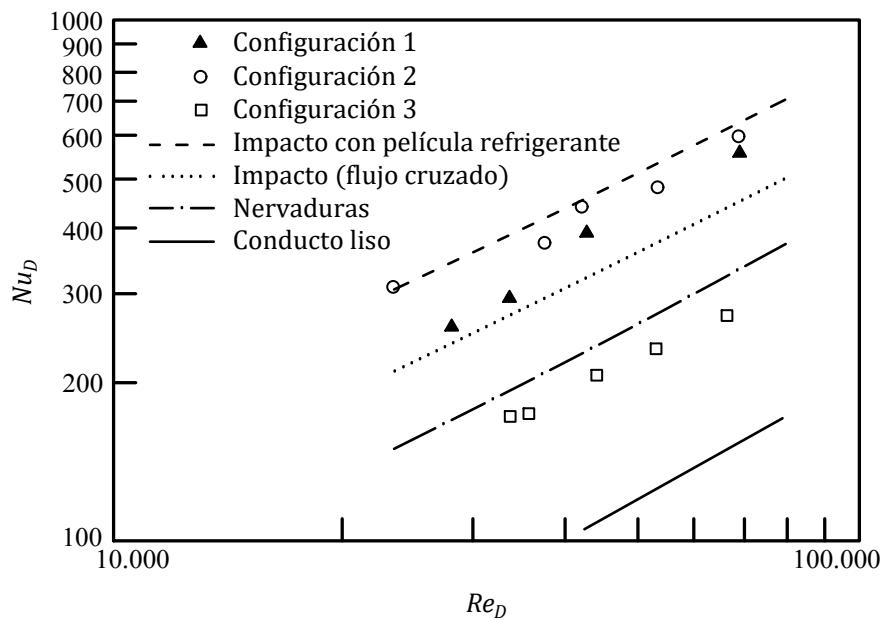


Figura 3.17: Comparación de diversas técnicas de refrigeración. Adaptado de Glezer *et al.* [83].

Otros estudios destacados que están enfocados en los fundamentos de la mecánica de fluidos y la transferencia de calor de la refrigeración por torbellino son el de Ligrani *et al.* [84], Glezer *et al.* [85] y Hedlung *et al.* [86]. En estos estudios, se afirma que la refrigeración por torbellino puede incrementar el coeficiente de transferencia de calor medio en un factor de aproximadamente 3, en relación con un flujo turbulento sobre una superficie lisa, para números de Reynolds de 5000 a 80 000.

Más recientemente, se han realizado una serie de estudios acerca de la mejora del rendimiento de la refrigeración por torbellino. Khalatov *et al.* [87] propuso un sistema de refrigeración por torbellino multi-canal con resultados prometedores. Más tarde, Yao *et al.* [88] y Ma *et al.* [89] investigaron sobre el tema, proponiendo nuevas configuraciones para refrigerar el borde de ataque y la región media del álabe, respectivamente.

Otra configuración posible de la refrigeración por torbellino es la que consta de una cámara de torbellino doble (véase la Figura 3.18), que fue propuesta por Lin *et al.* [90]. Este sistema de refrigeración presenta coeficientes de transferencia de calor locales y globales mucho mayores que en cámaras de torbellino simples. Esto es debido a tres factores: (i) la transferencia de calor entre los dos remolinos se ve incrementada en la región compartida; (ii) el efecto del flujo cruzado puede generar un torbellino tridimensional en forma de “∞”; y (iii) la readherencia del flujo, caracterizada por la velocidad máxima, genera un efecto de impacto de chorro y aguas abajo del punto de readherencia se genera una capa límite en desarrollo, resultando en un coeficiente de transferencia de calor local muy elevado.

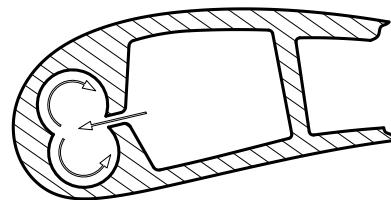


Figura 3.18: Sistema de refrigeración por torbellino con doble cámara.

• Refrigeración mediante celosías

La refrigeración mediante celosías (*latticework* o *vortex cooling* en inglés) fue desarrollada hace 40 años por la antigua Unión Soviética [52]. Como su nombre indica, este sistema de refrigeración está compuesto por numerosos nervios rectos dispuestos en forma de celosía (véase la Figura 3.19), que forman un ángulo 2β entre ellos. Los subconductos de paso del refrigerante se encuentran entre los nervios paralelos, que se extienden desde una pared lateral a la otra. Cuando el refrigerante alcanza la celosía, aproximadamente la mitad se introduce en los subcanales que van a la izquierda y la otra mitad en los que van a la derecha, produciéndose un mezclado muy pequeño o nulo entre el flujo de subcanales opuestos. Como explica Bunker [52], una vez que el flujo alcanza el final de un canal, debe deflectarse un ángulo 2β efectuando un giro tridimensional, formándose un torbellino anclado en el punto de giro y que se extiende a lo largo del subcanal. Este patrón de flujo se repite

en cada subcanal hasta que el refrigerante sale de la celosía y se dirige otra parte del álabe, o bien se expulsa al exterior a través de orificios de película refrigerante o por el borde de salida.

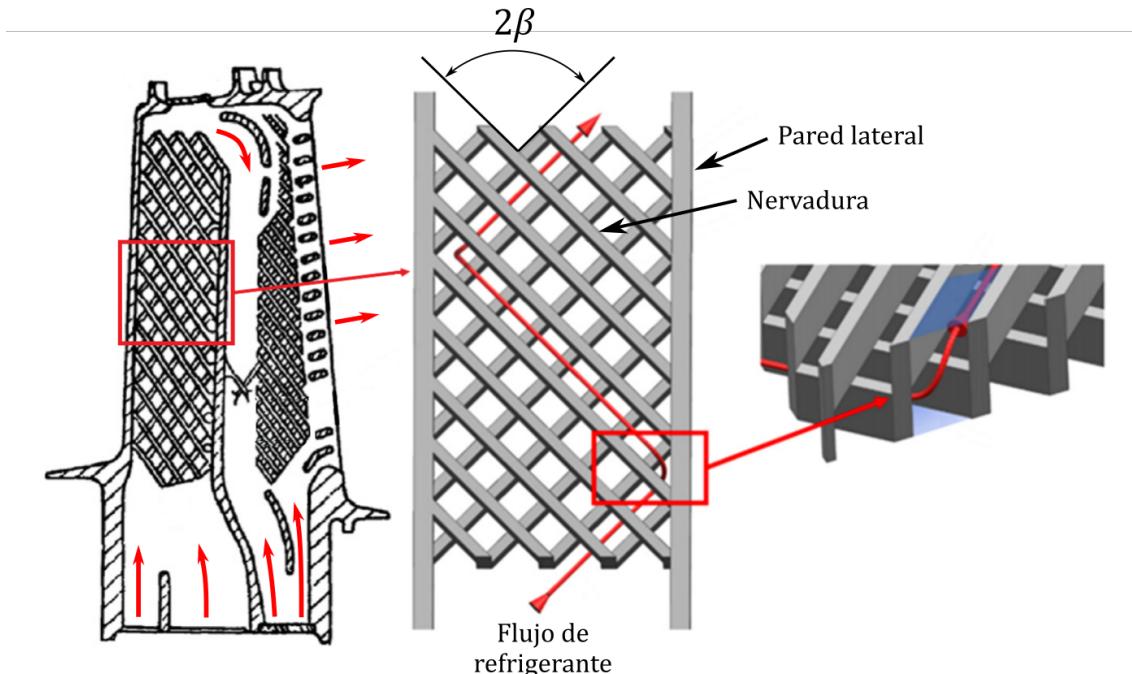


Figura 3.19: Esquema de la refrigeración mediante celosías.

Adaptado de Du *et al.* [91] y Gorelov *et al.* [92].

De acuerdo con Bunker [52], las ventajas de este sistema de refrigeración son: (1) una geometría robusta, realizable mediante fundición de precisión, (2) incrementos del coeficiente de transferencia de calor comparables a los de la refrigeración mediante nervaduras, (3) pérdidas de carga similares a las de la refrigeración mediante nervaduras y (4) álabes de mayor resistencia. A su vez, el aumento de la transferencia de calor se debe a dos factores: el alto grado de turbulencia en los subcanales y la gran superficie de intercambio de calor que presenta la matriz de nervaduras. A continuación se hará un resumen de lo que se ha encontrado en la bibliografía existente.

Goreloff *et al.* [92] y Nagoga [93], investigaron la influencia del ángulo β en la transferencia de calor, variando este parámetro de 30° a 120° . Los resultados de ambos coinciden en que el mayor rendimiento se alcanza para $\beta = 45^\circ$, obteniendo incrementos de la transferencia de calor de entre 2 y 3,1 respecto a un canal liso.

Bunker [94] presentó distribuciones de transferencia de calor tanto locales como globales, así como de pérdidas de carga, a lo largo de subcanales de celosía radial y estacionaria, con β entre 40° y 45° . Los subcanales del estudio poseían una relación de aspecto cercana a la unidad y el número de Reynolds se varió de 20 000 a 100 000. Los resultados indican un incremento en la transferencia de calor de entre 2,5 y 3 respecto a un canal liso, produciéndose un pico en el número de Nusselt local en los puntos de giro. El estudio de Bunker [94] también puso de manifiesto que el pico de transferencia de calor en los puntos de giro se mantiene prácticamente constante a

lo largo del subcanal, de forma que el incremento en la transferencia de calor es en gran medida uniforme, tanto en la dirección longitudinal como transversal.

Por otro lado, Saha *et al.* [95] investigaron la transferencia de calor y las pérdidas de carga en un sistema de refrigeración por celosía con nervaduras a 45° , instalado en un conducto convergente pensado para simular el borde de salida de un álabe. En los experimentos se obtuvieron incrementos de transferencia de calor globales de entre 2 y 3,5, con valores mayores para números de Reynolds bajos. Los resultados también muestran que una geometría con pocos subcañales posee un mayor rendimiento de refrigeración que la configuración de aletas estudiada por Metzger *et al.* [59].

Achara *et al.* y Oh *et al.* investigaron los efectos de la rotación del canal con celosía en el rendimiento de la refrigeración. En sus estudios se pone de manifiesto que las pérdidas de carga no dependen de la velocidad de rotación, mientras que la distribución de la transferencia de calor en la dirección del canal se ve afectada solo para números de Reynolds menores a 10 000. En particular, observaron que cuanto más bajo es el número de Reynolds, mayor es el incremento en la transferencia de calor.

Finalmente, Rao y Zang [96] analizaron de forma experimental y numérica la transferencia de calor y las pérdidas de carga de un canal de refrigeración por celosía con subcañales de sección en U dotados de concavidades, para un rango de número de Reynolds de 7700–36 985. Los resultados muestran que dicha configuración presenta rendimientos de refrigeración (basados en números de Nusselt globales) superiores a la refrigeración por nervaduras rectas a 45° y a la refrigeración mediante aletas. Según Rao y Zang [96], este sistema presenta incrementos de transferencia de calor de entre 5 y 6 respecto un canal liso. Sin embargo, las pérdidas de carga son de entre 7 y 10; ligeramente superiores a la refrigeración por nervaduras, aunque inferiores a las de un banco de aletas.

3.3.4 Refrigeración mediante película refrigerante

La refrigeración por película (*film cooling* en inglés) consiste en la descarga de refrigerante a través de orificios con el objetivo no sólo de refrigerar la región cerca del punto de descarga, sino también de formar una capa protectora, de poco espesor y relativamente fría, sobre una superficie expuesta a los gases calientes provenientes de la cámara de combustión. La introducción de un fluido secundario en la capa límite a una temperatura menor que la de los gases calientes y su posterior mezclado, reduce la temperatura en la región aguas abajo del orificio de descarga [47].

Según Bunker [52], la refrigeración por película es una de las tecnologías que ha permitido incrementar sustancialmente la temperatura de entrada a la turbina, obteniendo rendimientos altos y al mismo tiempo aumentando la vida útil de los componentes. La refrigeración por película se utiliza en todas las superficies del álabe como se pone de manifiesto en las figuras 3.2 y 3.20.

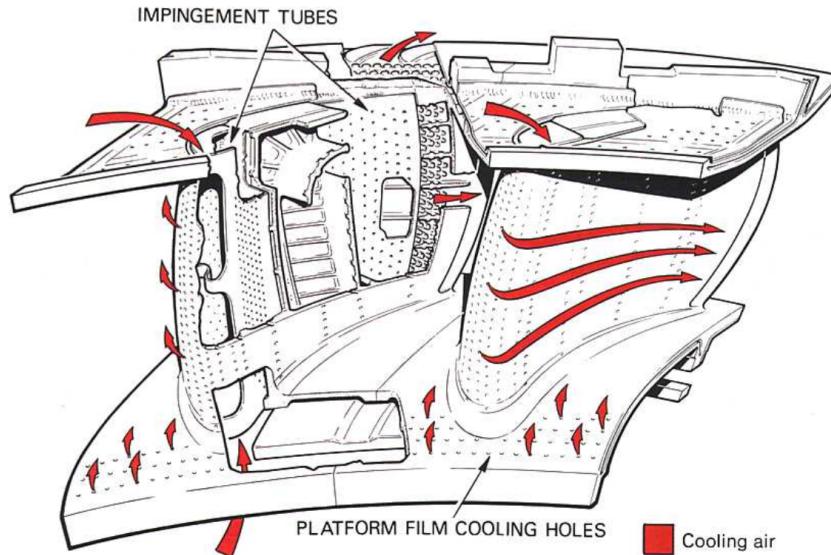


Figura 3.20: Sistema de refrigeración de álabes de estátor del primer escalonamiento (NGV). Extraído de Rolls Royce [97].

Hay numerosos factores que afectan al rendimiento de la refrigeración por película, que van desde las propiedades fluidas del refrigerante y de los gases calientes, la geometría, espaciado y distribución de los orificios, hasta las características de la superficie del álabe. En el trabajo de Han *et al.* [46] se realiza una excelente explicación sobre los factores que afectan a la refrigeración por película. A continuación se proporciona un resumen de los más importantes.

- **Fluido refrigerante.** Las características del fluido que afectan al rendimiento de la refrigeración son función de la presión, temperatura y caudal del refrigerante. El parámetro de mayor influencia es la relación entre el caudal de refrigerante y el caudal de gases calientes, denominado relación de soplado. Si la relación de soplado es muy elevada, el refrigerante poseerá una gran cantidad de momento cinético, por lo que se adentrará en exceso en la corriente principal, reduciendo por tanto el rendimiento de refrigeración.
- **Corriente principal.** El número de Reynolds, el número de Mach y la intensidad y escala de longitud de la turbulencia del flujo son los parámetros que mayor influencia tienen sobre la refrigeración por película. Los efectos del número de Mach y de Reynolds pueden encontrarse en el trabajo de Han *et al.* [46], mientras que los de la turbulencia pueden consultarse en el estudio de Mayhew *et al.* [98]. En general, para relaciones de soplado bajas, cuanto mayor sea la turbulencia de la corriente principal menor será el rendimiento de refrigeración; mientras que para relaciones de soplado elevadas, la turbulencia puede incrementar el rendimiento de refrigeración.
- **Geometría de los orificios.** Las características de los orificios que mayor influencia tienen sobre la refrigeración por película son la forma y el ángulo de inclinación. Los primeros diseños de refrigeración por película presentaban orificios de sección circular inclinados 30°. Los avances en fabricación de álabes han permitido obtener orificios con geometrías más eficientes, conocidos como orificios en forma de abanico (véase la Figura 3.21). Estos orificios presentan una geometría divergente que difunde el flujo de refrigerante, con lo que se reduce el momento cinético

para un caudal dado. Un resumen sobre los efectos de la forma de los orificios sobre el rendimiento de refrigeración puede encontrarse en el trabajo de Bunker [99]. Otros parámetros que afectan a la refrigeración por película son la relación longitud-diámetro (l/D) y el espaciado de los orificios (s/D), cuyos valores típicos son 6 y 3, respectivamente.

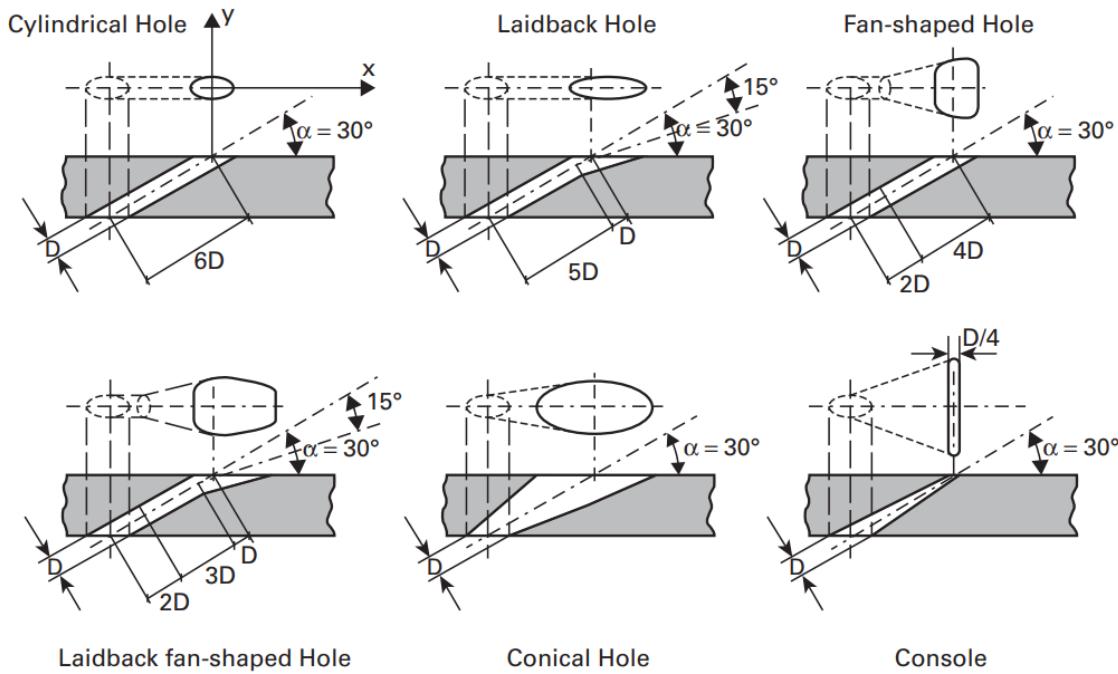


Figura 3.21: Diferentes geometrías de orificios de refrigeración. Extraído de Saravanamuttoo *et al.* [7].

- **Geometría del álabe.** La geometría, ángulo y distribución de orificios depende, entre otros factores, de la región del álabe que se refriegre. El borde de ataque constituye una de las zonas con mayor transferencia de calor, por lo que suelen utilizarse múltiples filas de orificios, como se pone de manifiesto en la Figura 3.11. Esta técnica se denomina refrigeración por cabezal de ducha (*showerhead cooling* en inglés). En el intradós y extradós suelen utilizarse una o más filas de orificios, con mayor espaciamiento entre filas que en el borde de ataque.

- **Rugosidad de la superficie.** Si la rugosidad de la superficie del álabe es elevada, puede adelantar el punto de transición de flujo laminar a turbulento, con el consecuente aumento del coeficiente de transferencia de calor y la disminución del rendimiento de refrigeración por película. En la práctica, la rugosidad superficial se ve incrementada debido a la deposición de partículas presentes en los gases calientes, a la erosión del álabe y al uso de revestimientos cerámicos.

En otro orden de cosas, en los últimos 55 años se han realizado un gran número de investigaciones acerca de los fundamentos de la refrigeración por película con el objetivo de mejorar el estado del arte. La mayor parte de la investigación se ha centrado en el uso de orificios discretos en lugar de ranuras largas, debido a limitaciones mecánicas. Uno de los primeros estudios sobre refrigeración por película

es el de Goldstein [47], en el que se estudia tanto analíticamente como experimentalmente una serie de modelos tanto bidimensionales como tridimensionales. Saravanamuttoo *et al.* [7] proporciona un modelo simplificado e intuitivo basado en el esquema de Figura 3.22, para evaluar la refrigeración por película.

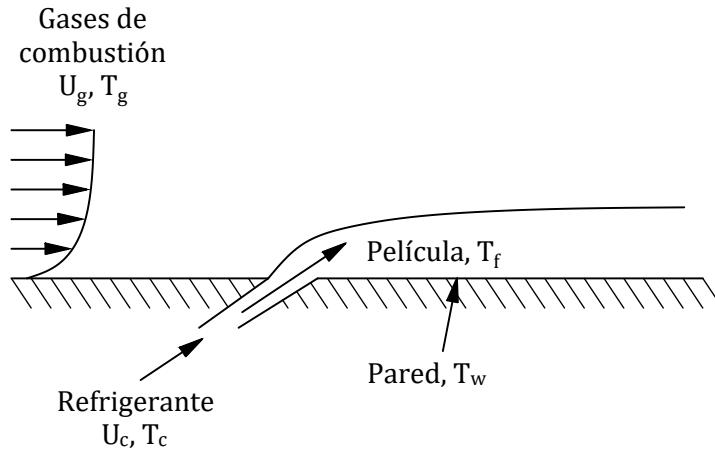


Figura 3.22: Modelo simplificado de refrigeración por película. Adaptado de Saravanamuttoo *et al.* [7].

Una variante de este método es la refrigeración por transpiración, en la cual el refrigerante es expulsado a través de la pared del álabe, realizada mediante un material poroso (véase la Figura 3.23). Existe un consenso general en que este sistema es el de mayor rendimiento [7, 16]. Esto se debe a varios factores: por un lado, la refrigeración por transpiración hace posible una transferencia de calor más uniforme, con la reducción de gradientes de temperatura; por otro lado, es el sistema que presenta la menor cantidad de aire refrigerante necesario, dada una temperatura exterior. Al igual que en la refrigeración por película, al expulsar el refrigerante fuera del álabe se forma una capa protectora que reduce la transferencia de calor hacia el álabe.

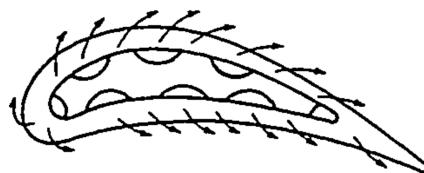


Figura 3.23: Esquema de la refrigeración por transpiración de un álabe. Extraído de Haselbacher [100].

Los inconvenientes de la refrigeración por transpiración son el alto riesgo de bloqueo del material poroso debido a la posible contaminación del refrigerante, así como la relativa baja resistencia mecánica que poseen los materiales porosos. En consecuencia, la refrigeración por transpiración no se ha implementado con éxito, siendo una tecnología en desarrollo. Sin embargo, varios fabricantes de turbinas de

gas han desarrollado técnicas de refrigeración de cuasitranspiración, utilizando esquemas de refrigeración de doble pared (véase la Figura 3.24) con numerosos orificios en las paredes interna y externa para imitar a un material poroso. En los trabajos de Zhang *et al.* [101] y Bunker *et al.* [102] pueden encontrarse los fundamentos sobre la refrigeración de doble pared.

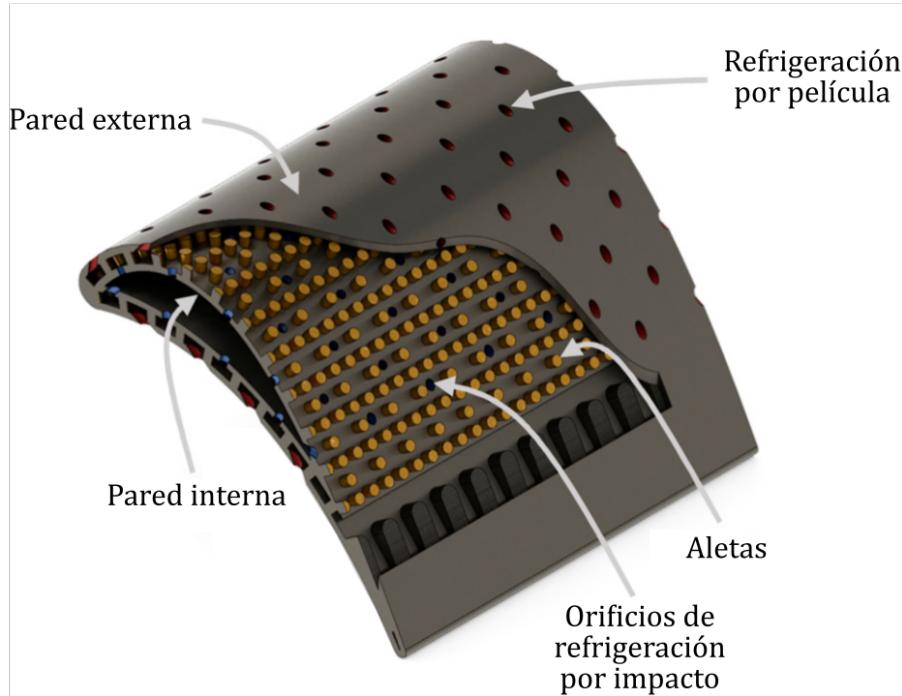


Figura 3.24: Concepto de refrigeración de doble pared.
Adaptado de Murray *et al.* [103].

La refrigeración externa de álabes presenta una serie de desventajas, en particular, la introducción de un flujo secundario a menor temperatura resulta en una disminución de la temperatura media de los productos de la combustión, lo que resulta en una reducción del trabajo que puede entregar la turbina. Además, la expulsión de refrigerante a través de orificios en la pared del álabe perturba la capa límite incrementando su espesor; en consecuencia aumentan las pérdidas del perfil.

3.4 Consideraciones sobre refrigeración de turbinas de gas

La principal ventaja de la refrigeración de turbinas de gas consiste en la posibilidad de incrementar la temperatura de entrada a la turbina, que como se explicó en el Capítulo 2, se traduce en un aumento del rendimiento del ciclo. Existen, no obstante, algunas desventajas que deben evaluarse para el óptimo desarrollo de sistemas de refrigeración. Algunas de estas desventajas son intrínsecas al método de refrigeración utilizado y han sido comentadas en apartados anteriores. A continuación se enumeran otros inconvenientes de la refrigeración:

- El uso de aire sangrado del compresor para la refrigeración de álabes reduce el trabajo que puede extraerse de la turbina, debido a la disminución de la temperatura y presión de remanso a la entrada del rotor, como consecuencia del mezclado con la corriente principal.
- En turbinas de gas con múltiples escalonamientos refrigerados, se pierde trabajo útil de la turbina debido a que una parte del flujo másico de aire comprimido pasa por alto uno o más escalonamientos de la turbina.
- Se reduce la cantidad de calor que puede extraerse de los gases de combustión en plantas de ciclo combinado y cogeneración.
- El coste de fabricación de los álabes se incrementa.

En el capítulo siguiente se analizará, desde un punto de vista analítico, el efecto que tiene el primer punto sobre el rendimiento y el trabajo específico tanto del ciclo de aire estándar como del ciclo abierto de turbina de gas. Además, se estudiará el efecto que tiene el segundo punto sobre el rendimiento del ciclo de aire estándar.

4

Modelado de la turbina de gas con refrigeración

4.1 Introducción

En el Capítulo 2 se analizaron los ciclos de turbina de gas no refrigerada en tres etapas: (1) el ciclo de aire estándar internamente reversible, (2) el ciclo de aire estándar irreversible y (3) el ciclo abierto de turbina de gas. En este capítulo se seguirá una estructura similar a la del Capítulo 2 para analizar la turbina de gas refrigerada.

En todo el capítulo se seguirá el modelo de Horlock [3] para analizar los diferentes ciclos de turbina de gas refrigerada y se asumirán valores estimados del caudal de refrigeración para los cálculos.

Anteriormente se ha demostrado que el rendimiento de la turbina de gas aumenta con la temperatura máxima del ciclo T_3 . En el caso de una turbina de gas no refrigerada, la temperatura de referencia para la extracción de trabajo en la turbina coincide con la temperatura T_3 . Sin embargo, en una turbina de gas refrigerada se produce una disminución de la temperatura a través de la primera corona de álabes guía, como consecuencia de la refrigeración, por lo que es necesaria una definición más rigurosa de la temperatura de referencia. Por un lado, Horlock [3] propone utilizar la temperatura media a la sección de entrada del primer rotor, a la que denomina T_{rit} , como la temperatura de referencia para el análisis de la turbina de gas refrigerada. Por otro lado, el mismo autor define la temperatura de salida de la cámara de combustión T_{cot} como la temperatura media a la salida de la cámara de combustión. A efectos de cálculo, la temperatura T_{cot} es equivalente a la temperatura T_3 . Para el estado del fluido a la entrada del rotor, se utilizará el subíndice 5, de forma que la temperatura T_{rit} será equivalente a la temperatura T_5 .

Al igual que en el Capítulo 2, se adoptará la nomenclatura de Hawthorne y Davis [1] para clasificar los ciclos de turbina de gas. En este caso se incorporan los subíndices U y C, que denotan ciclos sin refrigeración y con refrigeración, respectivamente. Asimismo, los subíndices 1, 2 y M denotan el número de escalonamientos refrigerados de la turbina (uno, dos o múltiples escalonamientos). A modo de ejemplo, [CHT]_{ICM} se corresponde con el ciclo cerrado e irreversible de turbina de gas con múltiples escalonamientos refrigerados.

Se entiende por refrigeración de un escalonamiento a la refrigeración mixta (interna y externa) tanto del álabe de estator como de rotor. Sin embargo, debido a que la extracción de trabajo tiene lugar en el rotor, se supondrá que el caudal de refrigerante que se utiliza en cada escalonamiento (estator más rotor) se introduce por completo a la corriente principal a través del estator. Esto es lo mismo que considerar que la refrigeración se lleva a cabo íntegramente en el estator.

En los ciclos de aire estándar que se estudian a continuación, se considera que la turbina está formada por el mismo número de escalonamientos refrigerados, de forma que por ejemplo, en el ciclo de aire estándar con un escalonamiento refrigerado, la turbina solo posee un escalonamiento.

4.2 Ciclos de aire estándar con refrigeración

Para el estudio de los ciclos de aire estándar, además de las hipótesis propias realizadas en los respectivos apartados del Capítulo 2, se asumirán las siguientes hipótesis para ambos tipos de ciclos:

- (a) La refrigeración es de tipo mixto mediante aire; primero se refrigerará el interior del álabe y posteriormente se descarga el aire a través de orificios. Además, se conoce la fracción de aire de refrigeración ψ .
- (b) El aire de refrigeración se mezcla completa y adiabáticamente con la corriente principal, a presión estática constante y número de Mach bajo (y por tanto a presión de remanso constante).

Si bien el comportamiento real de una turbina de gas refrigerada dista del que presenta un ciclo de aire estándar, se comprobará que muchas de las conclusiones obtenidas en este apartado siguen siendo válidas para el ciclo abierto e irreversible de turbina de gas refrigerada.

4.2.1 Ciclos de aire estándar internamente reversibles

- **Ciclo con un escalonamiento refrigerado [CHT]_{RC1}**

Se considera un ciclo cerrado en el que la compresión y la expansión son reversibles y en el que, después de que una unidad de fluido comprimido se haya calentado en una caldera, esta se mezcla con el aire restante del compresor (ψ) antes de entrar en la turbina (véase la Figura 4.1). Esta forma de refrigeración representa la refrigeración de la primera corona de álabes guía, en la que se reduce la temperatura de entrada al rotor de $T_3 = T_{\text{cot}}$ a $T_5 = T_{\text{rit}}$.

Se asume que la corriente principal (una unidad de caudal másico a temperatura T_3) y el refrigerante (caudal másico ψ a una temperatura T_2) se mezclan de forma adiabática y a presión constante. Si ambos fluidos poseen el mismo calor específico (c_p), el balance de energía para flujo estacionario resulta:

$$\psi T_2 + T_3 = (1 + \psi)T_5, \quad (4.1)$$

donde T_5 es la temperatura resultante de la mezcla de ambos flujos, antes de que esta se expanda en la turbina. Los trabajos del compresor y la turbina son, por tanto:

$$W_C = (1 + \psi)c_p(T_2 - T_1) = (1 + \psi)c_pT_1(x - 1) \quad (4.2)$$

$$W_T = (1 + \psi)c_p(T_5 - T_6) = (1 + \psi)c_pT_5[1 - (1/x)]. \quad (4.3)$$

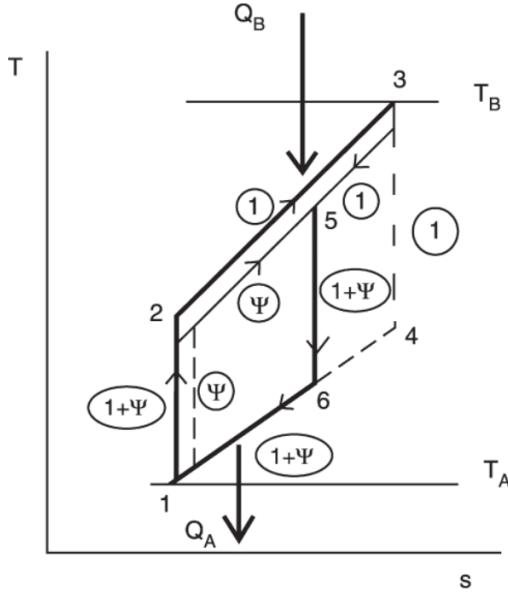


Figura 4.1: Diagrama T–s del ciclo de aire estándar reversible con un escalonamiento refrigerado [CHT]_{RC1}. Adaptado de Horlock [3].

Sin embargo, el calor suministrado a la corriente de caudal másico unitario sigue siendo

$$Q_B = c_p(T_3 - T_2), \quad (4.4)$$

que mediante la ecuación (4.1), puede escribirse de la forma

$$Q_B = (1 + \psi)c_p(T_5 - T_2). \quad (4.5)$$

De esta forma, el rendimiento térmico interno es

$$\begin{aligned} \eta_{RC1} &= (W_T - W_C)/Q_B = \frac{(1 + \psi)c_pT_5[1 - (1/x)] - (1 + \psi)c_pT_1(x - 1)}{(1 + \psi)c_p(T_5 - T_2)} = \\ &= \frac{\theta'[1 - (1/x)] - (x - 1)}{\theta' - x}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

donde $\theta' = T_5/T_1$. No obstante, la anterior expresión puede simplificarse de la siguiente manera:

$$\eta_{RC1} = \frac{(\theta' - x) - [(\theta'/x) - 1]}{\theta' - x} = 1 - \frac{1}{x} \left[\frac{(\theta'/x) - 1}{(\theta'/x) - 1} \right] = 1 - (1/x) = \eta_{RU}, \quad (4.7)$$

siendo independiente de θ' .

A la vista del resultado anterior, puede enunciarse lo siguiente: el rendimiento del ciclo de aire estándar internamente reversible con un escalonamiento refrigerado, en el cual la temperatura de entrada al rotor es T_5 , es el mismo que el del ciclo de

aire estándar internamente reversible sin refrigeración, en el cual la temperatura de entrada al rotor es $T_3 = T_B$. Esto es cierto siempre y cuando ambos ciclos posean la misma relación de presiones. En consecuencia, en este caso la refrigeración no implica ninguna penalización en el rendimiento. Este resultado puede parecer incoherente con el hecho de que el ciclo con refrigeración posee un proceso de mezclado irreversible (mezclado a presión constante) y por tanto cabría esperar un menor rendimiento. Sin embargo, como explican Young y Wilcock [104], la suma de las irreversibilidades que presenta el ciclo con refrigeración es la misma que la que presenta el ciclo sin refrigeración; lo que sucede es que las irreversibilidades están distribuidas de diferente forma.

Para una mejor comprensión de este resultado se recurrirá al argumento propuesto por Denton [105], en el cual se sugiere considerar el ciclo global, como una combinación de dos ciclos:

- (a) un ciclo de aire estándar internamente reversible en el que un caudal másico unitario recorre los estados [1,2,3,4,1] y
- (b) un ciclo internamente reversible en el que un caudal másico ψ recorre los estados [1,2,1], donde el proceso [2,1] tiene lugar en un compresor “invertido”.

En la Figura 4.2b se muestran los dos ciclos mencionados, los cuales poseen el mismo rendimiento térmico puesto que operan con la misma relación de temperaturas isentrópicas. En consecuencia, la combinación de ambos ciclos es termodinámicamente equivalente al ciclo $[CHT]_{RC1}$ realizado por caudal másico $(1 + \psi)$ y, por tanto, posee el mismo rendimiento térmico que este.

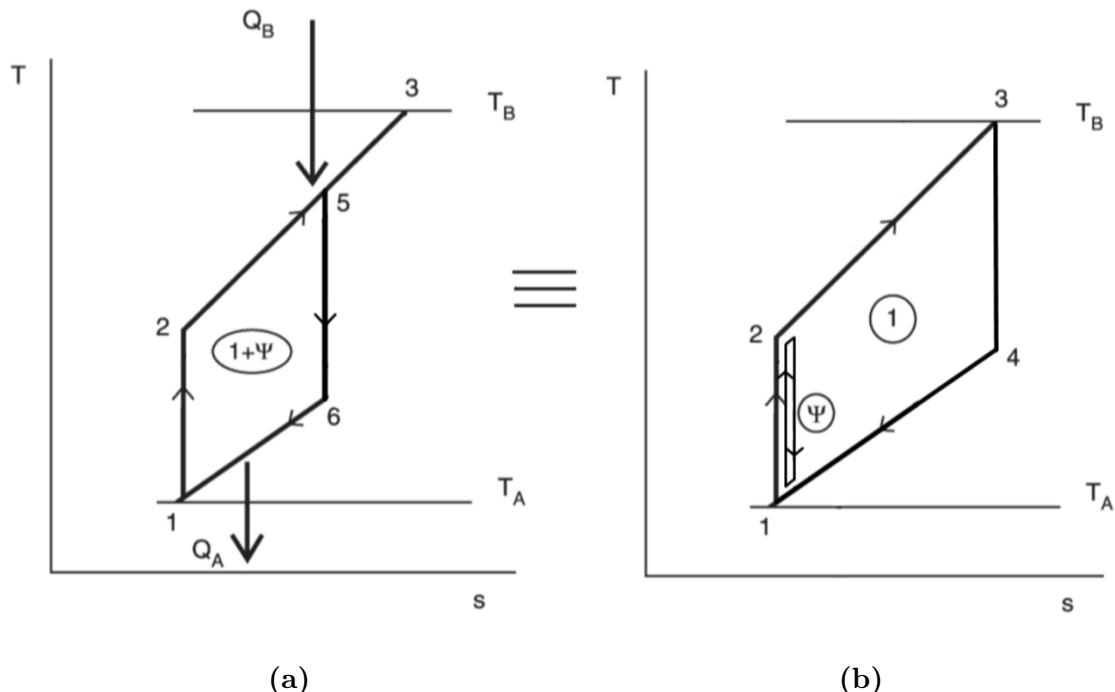


Figura 4.2: (a) Diagrama T-s del ciclo $[CHT]_{RC1}$ y (b) combinación de ciclos equivalentes. Extraído de Horlock [3].

Sin embargo, el trabajo específico neto del ciclo $[CHT]_{RC1}$ es menor al correspondiente ciclo sin refrigeración. En efecto, pues teniendo en cuenta la expresión el trabajo específico neto del ciclo (adimensionalizada con el término $c_p T_1$);

$$\widehat{w}_u = (w_T - w_C)/c_p T_1 = \theta' [1 - (1/x)] - (x - 1) = [(\theta'/x) - 1](x - 1), \quad (4.8)$$

puede deducirse que es menor que el correspondiente trabajo específico neto adimensional del ciclo $[CHT]_{RU}$ (ecuación 2.7), puesto que $\theta' < \theta$.

- **Ciclo con dos escalonamientos refrigerados $[CHT]_{RC2}$**

Se considera a continuación un ciclo cerrado internamente reversible en el que la expansión se divide en dos fases: una que tiene lugar a alta presión y otra que tiene lugar a baja presión. En la Figura 4.3 se muestra el diagrama T-s del ciclo. Como en el caso anterior, el caudal másico a través del calentador es unitario y la temperatura se aumenta desde T_2 hasta T_3 , por lo que el calor suministrado Q_B no cambia, al igual que la relación de temperaturas isentrópicas global x . Sin embargo, en este caso se introduce un caudal másico de refrigeración ψ_H a la entrada de la turbina de alta presión (que posee una relación de temperaturas isentrópicas x_H), mientras que a la entrada de la turbina de baja presión se introduce un caudal másico de refrigeración ψ_L (que posee una relación de temperaturas isentrópicas x_L). Por lo tanto, el caudal másico total de refrigeración es $\psi = \psi_H + \psi_L$.

Como puede verse en la Figura 4.3, el aire refrigerante a baja presión ψ_L se extrae del compresor en el punto 7, a una presión y temperatura p_7 , T_7 . Este caudal se mezcla entonces con el caudal $(1 + \psi_H)$ proveniente de la turbina de alta presión, que se encuentra a una temperatura T_9 , dando como resultado una mezcla de caudal $(1 + \psi)$ a una temperatura T_8 . A continuación, acontece la expansión de esta mezcla a través de una relación de presiones x_L hasta una temperatura T_{10} , para finalmente ceder calor al foco frío y restaurar las propiedades al inicio del ciclo.

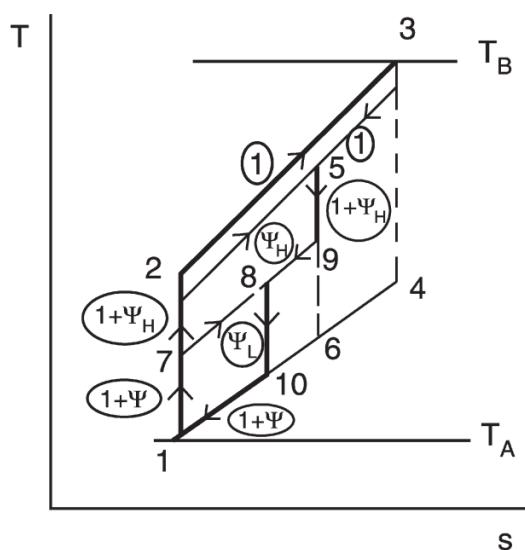


Figura 4.3: Diagrama T-s del ciclo de aire estándar reversible con dos escalonamientos refrigerados $[CHT]_{RC2}$. Adaptado de Horlock [3].

De forma similar al caso del ciclo de aire estándar con un escalonamiento refrigerado, es posible considerar que la expansión de la turbina de baja presión está compuesta por dos expansiones: la expansión de un caudal másico $(1 + \psi_H)$ desde una temperatura T_9 hasta una temperatura T_6 (una continuación de la expansión de $(1 + \psi_H)$ desde el estado 5 al 9); y la expansión de un caudal ψ_L a través de un compresor invertido desde el estado 7 al estado 1 (cuyo trabajo se cancela con el necesario para comprimir el caudal másico ψ_L desde 1 hasta 7). En consecuencia, es posible considerar que el ciclo [1,2,3,5,9,8,10,1] es equivalente a uno en el que un caudal másico $(1 + \psi_H)$ recorre los estados [1,2,5,6,1], siendo el estado 5 el formado por la mezcla del caudal másico unitario a la temperatura T_3 con el caudal másico de aire ψ_H a la temperatura T_2 . Sin embargo, como se ha visto en el anterior apartado, el ciclo [1,2,5,6,1] posee el mismo rendimiento que el ciclo de aire estándar internamente reversible sin refrigeración. Por lo tanto, se concluye que el ciclo de aire estándar internamente reversible con dos escalonamientos refrigerados tampoco ve reducido su rendimiento debido a la refrigeración;

$$\eta_{RC2} = 1 - (1/x) = \eta_{RU}. \quad (4.9)$$

Esta conclusión es válida siempre y cuando el caudal de refrigeración ψ_L sea extraído del compresor en el punto adecuado, es decir, a la presión correspondiente al estado 9. En el caso de que la extracción se efectúe a la salida del compresor se producen unas pérdidas adicionales, que no obstante, son pequeñas, como explica Horlock [3].

- **Ciclo con múltiples escalonamientos refrigerados [CHT]_{RCM}**

La conclusión obtenida en el apartado anterior puede extrapolarse a ciclos de aire estándar internamente reversibles con tres o más escalonamientos refrigerados. En efecto, el rendimiento será el mismo independientemente del número de escalonamientos refrigerados; en el caso de una turbina con infinitos escalonamientos infinitesimales, se extraería una cantidad infinitesimal de aire de refrigeración en infinitos puntos del compresor.

No obstante, otro enfoque sobre la refrigeración de múltiples escalonamientos refrigerados [28, 106] consiste en considerar la expansión de la turbina como un proceso polítrópico. En la Figura 4.4 se muestra un caudal másico $(1 + \psi)$ a una presión y temperatura (p, T) , que experimenta un proceso compuesto por una mezcla a presión constante p , en la cual la temperatura específica disminuye de T a T' , seguida de una expansión isentrópica en la que la presión cambia a $(p + dp)$ y la temperatura varía de T' a $(T + dT)$.

En el proceso de mezcla inicial, el caudal másico de entrada $(1 + \psi)$ se mezcla con el caudal másico de refrigerante $d\psi$ que se extrae del compresor a una temperatura T_{comp} . Por lo tanto, si c_p se mantiene constante, el balance de energía para este proceso es:

$$(1 + \psi + d\psi)c_p T' = (1 + \psi)c_p T + d\psi c_p T_{comp}, \quad (4.10)$$

entonces,

$$c_p(T - T') = \frac{c_p(T' - T_{comp})d\psi}{1 + \psi}. \quad (4.11)$$

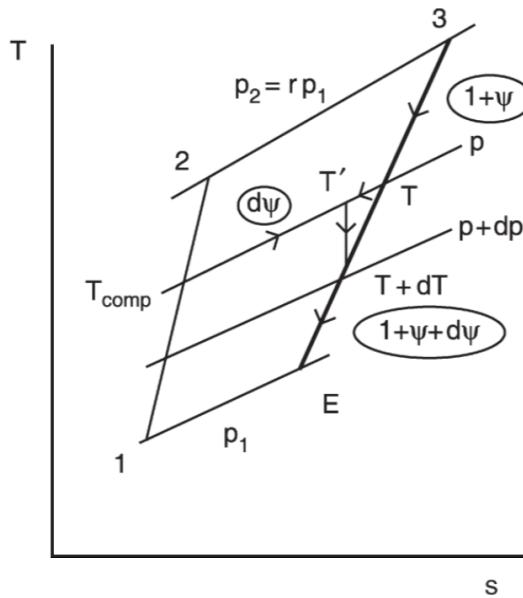


Figura 4.4: Diagrama T–s del ciclo de aire estándar reversible con múltiples escalonamientos refrigerados [CHT]_{RCM}. Adaptado de Horlock [3].

En la posterior expansión isentrópica, se tiene que:

$$c_p[(T + dT) - T'] = vdp, \quad (4.12)$$

donde v es el volumen específico.

Introduciendo la ecuación (4.11) en la ecuación (4.12), se tiene entonces que el proceso global, a través del cual el fluido evoluciona de $(p, T, 1+\psi)$ a $(p+dp, T+dT, 1+\psi+d\psi)$, está gobernado por:

$$c_p dT + \frac{c_p(T' - T_{\text{comp}})d\psi}{1+\psi} = vdp, \quad (4.13)$$

o bien,

$$c_p \frac{dT}{T} = R \frac{dp}{p} - \frac{c_p(T' - T_{\text{comp}})d\psi}{T(1+\psi)}. \quad (4.14)$$

Según Horlock [3] hay dos posibles procedimientos para integrar la ecuación anterior:

- (a) los tres términos pueden integrarse por separado para obtener una relación entre p , T , ψ ; y
- (b) dos de los tres términos pueden agruparse si se conoce una expresión para $d\psi/dT$, con lo que integrando la ecuación se obtiene una relación entre p y T similar a la expresión para un proceso politrópico.

En el primero de ellos, si se considera que el proceso de expansión isentrópica no se desvía mucho del caso sin refrigeración, el término $(T' - T_{\text{comp}})/T$ puede aproximarse

como $[1 - (T_{\text{comp}}/T)]$. Más aun, el cociente T_{comp}/T puede aproximarse como $T_2/T_3 = x/\theta$. De esta forma, integrando la ecuación (4.14) se tiene que

$$\begin{aligned} \int \frac{dT}{T} &= \frac{\gamma - 1}{\gamma} \int \frac{dp}{p} - \left(1 - \frac{x}{\theta}\right) \int \frac{d\psi}{1 + \psi} \Rightarrow \ln T = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \ln p - \delta \ln(1 + \psi) \Rightarrow \\ &\Rightarrow T = p^{(\gamma-1)/\gamma} / (1 + \psi)^{\delta} \Rightarrow T/p^{(\gamma-1)/\gamma} = C_1 / (1 + \psi)^{\delta}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

donde $\delta = 1 - (x/\theta)$. Para determinar la constante C_1 se evalúa la expresión en el estado 3, caracterizado por (p_3 , T_3 , $\psi_3 = 0$);

$$T_3/p_3^{(\gamma-1)/\gamma} = C_1 / (1 + \psi_3)^{\delta} \Rightarrow C_1 = T_3/p_3^{(\gamma-1)/\gamma}. \quad (4.16)$$

La refrigeración se lleva a cabo a lo largo de toda la expansión de la turbina hasta un estado (p_1 , T_E , ψ_E), por lo que, utilizando el parámetro $\theta_E = T_E/T_1$ para analizar el proceso, se tiene que:

$$\begin{aligned} \frac{T_E/T_1}{p_1^{(\gamma-1)/\gamma}} &= \frac{T_3/T_1}{p_3^{(\gamma-1)/\gamma} (1 + \psi_E)^{\delta}} \Rightarrow \theta_E = \frac{T_3/T_1}{(1 + \psi_E)^{\delta}} \left(\frac{p_1}{p_3}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \theta_E = \frac{\theta/x}{(1 + \psi_E)^{\delta}} < (\theta/x). \end{aligned} \quad (4.17)$$

En el segundo procedimiento, en lugar de suponer un valor de ψ_E , se determina una relación $d\psi/dT$ a partir de relaciones semiempíricas para la cantidad de aire refrigerante requerida para refrigerar una corona de álabes. Horlock [3] propone utilizar la relación obtenida por él mismo en [107]:

$$\delta d\psi / (1 + \psi) = -\lambda dT / T, \quad (4.18)$$

siendo

$$\lambda = \frac{2Cw^+ [1 - (x/\theta)]}{\Psi(\gamma - 1)M^2} = \frac{2Cw^+\delta}{\Psi(\gamma - 1)M^2}, \quad (4.19)$$

donde C y w^+ son parámetros obtenidos a partir de la definición del rendimiento de refrigeración, M es el número de Mach del álabe y $\Psi = c_p \Delta T / U^2$ es el coeficiente de carga del escalonamiento, siendo ΔT la variación (positiva) de temperatura a través del escalonamiento.

Teniendo en cuenta la ecuación (4.18), la ecuación (4.14) puede reescribirse e integrarse:

$$\begin{aligned} \frac{dT}{T} &= \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dp}{p} + \lambda \frac{dT}{T} \Rightarrow (1 - \lambda) \int \frac{dT}{T} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \int \frac{dp}{p} \Rightarrow \\ &\Rightarrow T^{1-\lambda} = p^{(\gamma-1)/\gamma} \Rightarrow T/p^\sigma = cte, \end{aligned} \quad (4.20)$$

donde $\sigma = (\gamma - 1)/\gamma(1 - \lambda)$. Evaluando la expresión (4.2.1) en el estado 3 (con p_3 , T_3) puede determinarse el valor de la constante:

$$cte = T_3/p_3^\sigma. \quad (4.21)$$

Como la refrigeración se lleva a cabo a lo largo de toda la expansión hasta un estado final E (con p_1 , T_E), se tiene que

$$\frac{T_E/T_1}{p_1^\sigma} = \frac{T_3/T_1}{p_3^\sigma} \Rightarrow \theta_E = \theta/r^\sigma. \quad (4.22)$$

- **La condición de salida de la turbina (sólo para ciclos refrigerados internamente reversibles)**

Como explica Horlock [3], existe una relación entre el rendimiento térmico del ciclo y la temperatura de salida T_E . Esta relación puede obtenerse a partir de la expresión del rendimiento:

$$\eta = [1 - (Q_A/Q_B)] = 1 - (1/x), \quad (4.23)$$

que como se ha explicado, es válida para todos los ciclos de aire estándar internamente reversibles con refrigeración, independientemente del número de escalonamientos refrigerados¹².

El calor aportado sigue siendo $Q_B = c_p (T_3 - T_2)$ y el calor rechazado para todos los ciclos reversibles con refrigeración es $Q_A = c_p (1 + \psi_E) (T_E - T_1)$. Por lo tanto, el rendimiento vendrá dado por:

$$\eta_{RCM} = [1 - (Q_A/Q_B)] = 1 - \frac{c_p (1 + \psi_E) (T_E - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)} = 1 - (1/x), \quad (4.24)$$

donde ψ_E es el caudal mísico total de aire de refrigeración extraído del compresor. Manipulando la expresión anterior, se tiene que:

$$\begin{aligned} 1 - \frac{1}{x} &= 1 - \frac{(1 + \psi_E) (T_E - T_1)}{T_3 - T_2} \Rightarrow \frac{1}{x} = \frac{(1 + \psi_E) (T_E/T_1 - 1)}{\theta - x} \Rightarrow \\ &\Rightarrow x = \frac{\theta - x}{(1 + \psi_E) (\theta_E - 1)} \Rightarrow \theta_E = 1 + \frac{\theta - x}{x (1 + \psi_E)}. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Esta expresión pone de manifiesto que la temperatura T_E es función de ψ_E .

4.2.2 Ciclos de aire estándar irreversibles

A continuación se consideran los ciclos de aire estándar irreversibles con refrigeración, en los cuales tanto el compresor como la turbina dejan de ser máquinas térmicas internamente reversibles, presentando por tanto un rendimiento isentrópico (ecuaciones 2.10 y 2.11):

$$\eta_C = (h_{2s} - h_1) / (h_2 - h_1) \quad (4.26)$$

¹²↑Esto es cierto siempre que en los ciclos con más de un escalonamiento refrigerado se extraiga el aire de refrigeración a la presión adecuada. Como explica Horlock [3], si los caudales de refrigeración posteriores al primer escalonamiento se extraen a la salida del compresor, se producen unas pérdidas que disminuyen ligeramente el rendimiento.

$$\eta_T = (h_3 - h_4) / (h_3 - h_{4s}). \quad (4.27)$$

El rendimiento térmico del ciclo de aire estándar irreversible sin refrigeración resultó ser (ecuación 2.16):

$$\eta_{[CHT]_{IU}} = \frac{(\alpha - x) [1 - (1/x)]}{\beta - x}, \quad (4.28)$$

donde $\alpha = \eta_C \eta_T \theta$ y $\beta = 1 + \eta_C (\theta - 1)$, con $\theta = T_3/T_1$. Esta expresión se comparará posteriormente con la del rendimiento del ciclo de aire estándar irreversible con refrigeración.

- Ciclo con una corona de álabes refrigerada [CHT]_{IC1}

Se considera de nuevo el caso de un gasto másico de refrigerante ψ extraído del compresor a una temperatura T_2 , el cual se mezcla con la corriente principal (a una temperatura T_3) para dar un gasto másico de $(1 + \psi)$ a una temperatura T_5 (véase el diagrama T-s de la Figura 4.5).

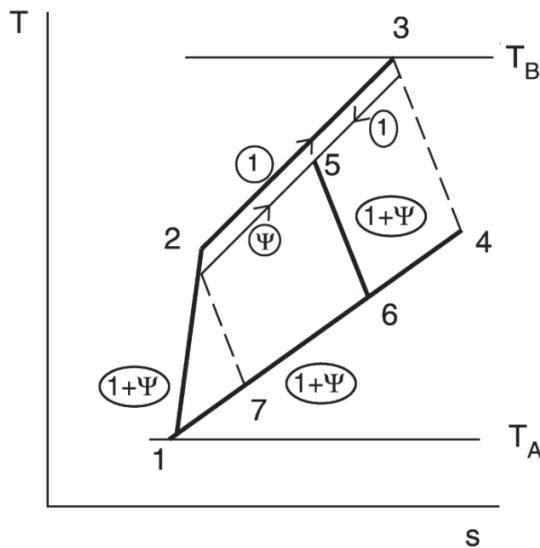


Figura 4.5: Diagrama T-s del ciclo de aire estándar irreversible con un escalonamiento refrigerado [CHT]_{IC1}. Adaptado de Horlock [3].

Siguiendo el procedimiento propuesto por Horlock [3], la expansión en la turbina desde T_5 hasta T_6 puede considerarse equivalente a una expansión de gasto másico unitario desde T_3 hasta T_4 , junto a una expansión de gasto másico ψ desde T_2 hasta T_7 . Sin embargo, en este caso el trabajo necesario para comprimir el caudal másico ψ no se cancela con la posterior expansión de este gasto. Por lo tanto, el ciclo [1,2,3,5,6,1] es equivalente a la combinación de dos ciclos:

- un ciclo de caudal másico unidad que experimenta los mismos procesos que el ciclo no refrigerado [1,2,3,4,1] (y que posee la misma eficiencia η_{IU}) y

(b) un ciclo de caudal másico ψ que evoluciona por los estados [1,2,7,1].

El ciclo (b) posee un trabajo neto negativo y un aporte de calor que en límite se hace nulo. En el Anexo A se deduce la expresión del rendimiento de la combinación de ambos ciclos, que resulta ser:

$$\begin{aligned}\eta_{\text{IC1}} &= \frac{(T_3 - T_4) + \psi(T_2 - T_7) - (1 + \psi)(T_2 - T_1)}{T_3 - T_2} = \\ &= \eta_{\text{IU}} - \frac{\psi(T_7 - T_1)}{T_3 - T_2} = \eta_{\text{IU}} - \frac{\psi\varepsilon(x - 1)}{\beta - x},\end{aligned}\quad (4.29)$$

donde $\varepsilon = [1 - (\eta_T \eta_C / x) - \eta_T + (\eta_T / x)]$.

Por lo tanto, el rendimiento del ciclo irreversible con refrigeración es menor que el correspondiente sin refrigeración. En particular, η_{IC1} es menor que η_{IU} debido a un término que es directamente proporcional al caudal másico de aire de refrigeración ψ . Sin embargo, el efecto de la refrigeración sobre el rendimiento es pequeño, como se verá a continuación. Si se considera un ciclo de aire estándar irreversible sin refrigeración en el que $T_3 = 1800$ K, $T_1 = 300$ K ($\theta = 6$), $\eta_T = 0,9$, $\eta_C = 0,9$ ($\alpha = 4,86$ y $\beta = 5,5$), el rendimiento térmico alcanza un máximo de 0,4968 para $x = 3,10$ ($r = 52,58$). En el caso de un ciclo de aire estándar irreversible con refrigeración que posea los mismos parámetros que el anterior y en el que $\psi = 0,15$, el segundo término de la ecuación (4.29) es 0,0169, por lo que el rendimiento térmico en este caso es $\eta_{\text{IC1}} = 0,4799$. Por lo tanto, se comprueba que el efecto de la refrigeración es pequeño, incluso cuando el caudal de refrigeración es elevado.

Al igual que en el caso de los ciclos de aire estándar estudiados en el Capítulo 2, se ha realizado un análisis mediante Matlab del ciclo de aire estándar irreversible con un escalonamiento refrigerado. Las hipótesis realizadas son las mismas que en el apartado 2.5.2, salvo que en este caso se ha considerado que el aire se comporta como un gas cuasiperfecto, es decir, los calores específicos dependen de la temperatura.

En la Figura 4.6 se muestra la variación del rendimiento en función de la relación de temperaturas isentrópicas, con la temperatura T_3 como parámetro. Siguiendo el análisis de Horlock [3], se ha considerado que la fracción de refrigeración ψ varía de forma lineal con la temperatura máxima, de forma que posee un valor inicial de $\psi = 0,05$ para $T_3 = 1200$ °C, aumentando 0,025 por cada 200 °C, hasta un valor de $\psi = 0,15$ para $T_3 = 2000$ °C. En la figura se observa que, para una temperatura máxima dada, el impacto de la refrigeración en el rendimiento se incrementa conforme x aumenta, alcanzando un máximo después del pico de la curva del rendimiento. Sin embargo, como se ha confirmado anteriormente, este impacto es pequeño.

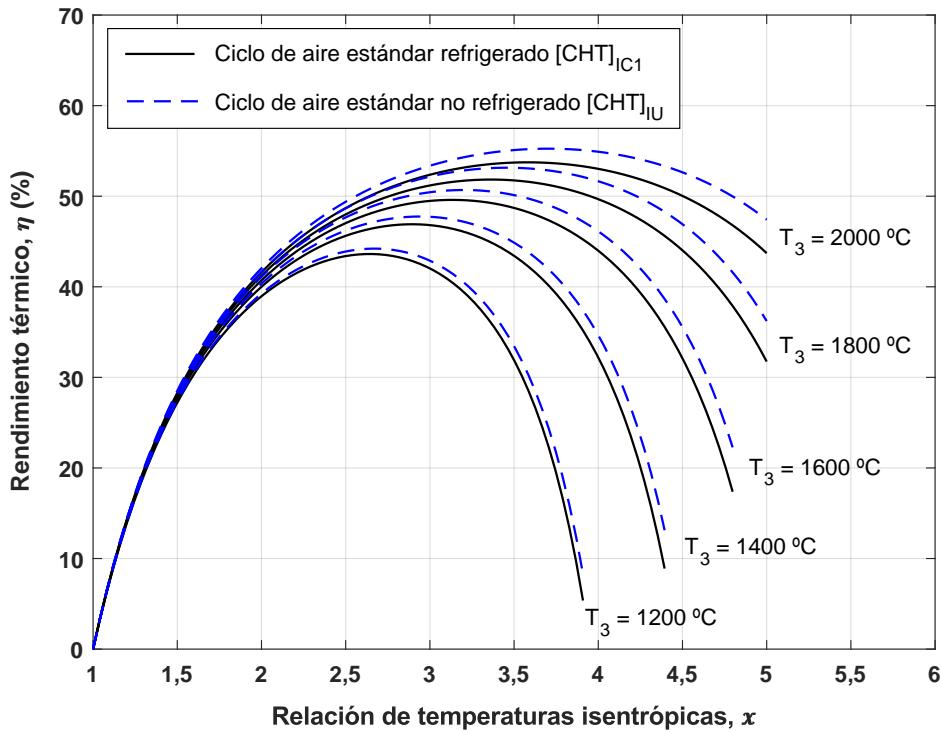


Figura 4.6: Rendimiento térmico del ciclo de aire estándar irreversible con un escalonamiento refrigerado, en función de la relación de temperaturas isentrópicas, con la temperatura máxima (T_3) como parámetro.

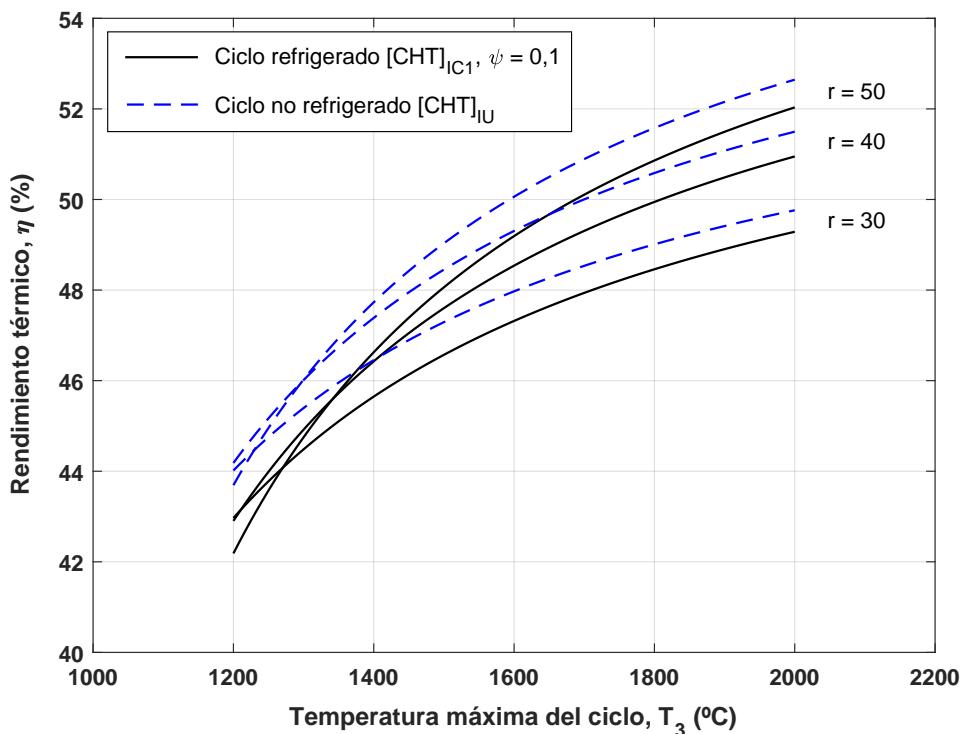


Figura 4.7: Rendimiento térmico del ciclo de aire estándar irreversible con un escalonamiento refrigerado ($\psi = 0,1$), en función de la temperatura máxima (T_3), con la relación de presiones como parámetro.

Otra conclusión que puede extraerse de la ecuación (4.29) es que dados unos valores de ψ y x , la penalización en el rendimiento debido a la refrigeración disminuye a medida que aumenta la temperatura máxima. Esto se pone de manifiesto en la Figura 4.7, en la cual se ha representado el rendimiento térmico del ciclo de aire estándar refrigerado y no refrigerado, en función de la temperatura máxima, para tres relaciones de presión. En este caso, para una mejor visualización de la tendencia mencionada, se ha considerado que la fracción de aire de refrigeración es constante e igual a 0,1. En efecto, como predecía la ecuación (4.29), dados unos valores de ψ y x , la diferencia entre $\eta_{[CHT]_{IU}}$ y $\eta_{[CHT]_{IC1}}$ disminuye conforme aumenta la temperatura máxima del ciclo. Como se tendrá ocasión de comprobar, este efecto también está presente en el comportamiento de una turbina de gas de ciclo abierto con una corona de álabes refrigerada.

- El rendimiento térmico como función de T_{cot} o de T_{rit} (para la refrigeración de una sola corona de álabes)

Llegados a este punto, resulta conveniente resaltar el concepto de que el rendimiento del ciclo con refrigeración η_{IC1} que posee una temperatura de combustión $T_3 = T_{cot}$, es el mismo que el del ciclo sin refrigeración cuya temperatura de entrada al rotor es $T_5 = T_{rit}$.

En la Figura 4.8a se muestra el rendimiento de los ciclos irreversibles con y sin refrigeración en una corona de álabes, en función de la temperatura máxima. Como puede apreciarse, el rendimiento del ciclo refrigerado η_{IC1} (punto A) es menor que el rendimiento del ciclo sin refrigeración para la misma temperatura máxima T_3 (punto B). Sin embargo, el rendimiento del ciclo sin refrigeración coincide con el del ciclo con refrigeración en el punto C, es decir, cuando el ciclo sin refrigeración presenta una temperatura máxima que es igual a la temperatura de entrada al rotor del ciclo refrigerado.

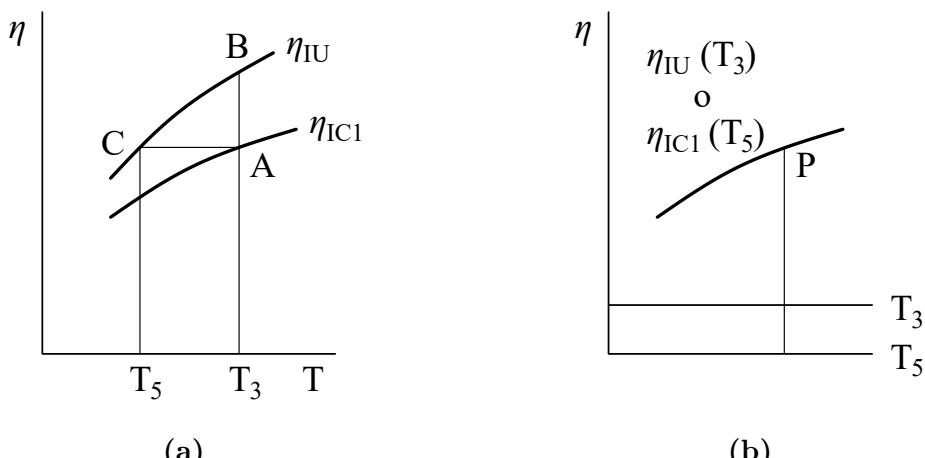


Figura 4.8: Rendimiento en función de la temperatura para los ciclos irreversibles con y sin refrigeración (en un escalonamiento). **(a)** Rendimiento en función de la temperatura máxima. **(b)** Rendimiento en función de la temperatura de combustión (T_3) y la temperatura de entrada al rotor (T_5).
Adaptado de Horlock [3].

En el trabajo de Horlock [3] se calculan las pendientes de las curvas para una relación de presiones constante $(\partial\eta/\partial\theta)_x$ en los tres puntos A, B y C. Posteriormente, las pendientes son utilizadas para obtener una relación entre η_{IC1} y η_{IU} .

Un enfoque alternativo consiste en el siguiente argumento. El rendimiento del ciclo con refrigeración η_{IC1} puede considerarse una función única de la temperatura de entrada al rotor (T_5), dados unos valores de x , η_C y η_T . A continuación, es necesaria una expresión adecuada para la fracción de aire refrigerante. Es posible utilizar la expresión obtenida por El-Masri [32]:

$$\psi = K \frac{T_3 - T_{bl}}{T_{bl} - T_2}, \quad (4.30)$$

donde T_{bl} es la temperatura (constante) admisible del álabe, T_2 es la temperatura del aire de refrigeración extraído del compresor y K es una constante (aproximadamente 0,05). Teniendo en cuenta esta expresión, puede deducirse que la fracción de aire de refrigeración es función de la temperatura de combustión T_3 , dados unos valores de T_2 (o de x) y T_{bl} . De esta forma, del balance de energía para el proceso de mezcla estacionario (ecuación 4.1) existe un valor de T_3 único para cada valor de T_5 . Es posible afirmar entonces que $\eta_{IC1} = f(T_5)$ y $\eta_{IU} = f(T_3)$, pero teniendo en cuenta que $T_5 = f(T_3)$. Por lo tanto, es posible representar el rendimiento de ambos ciclos en función de la temperatura, pero con dos escalas, T_3 para el ciclo no refrigerado y T_5 para el ciclo con refrigeración en una corona de álabes. El resultado es una única línea, como se pone de manifiesto en la Figura 4.8b.

- Ciclo con dos escalonamientos refrigerados [CHT]_{IC2}

Para el ciclo irreversible con dos escalonamientos refrigerados, se considera el diagrama T-s de la Figura 4.9. En este caso, la temperatura de la corriente principal es reducida desde T_3 hasta T_5 como resultado de la mezcla con el caudal másico de refrigeración ψ_H que se encuentra a la temperatura T_2 . Posteriormente, el caudal másico $(1 + \psi_H)$ se expande hasta la temperatura T_9 y luego se mezcla con el caudal másico de refrigeración ψ_L (que se extrae del compresor a la presión y temperatura p_7 , T_7), presentando una temperatura de mezcla de T_8 . A continuación, el caudal másico $(1 + \psi_H + \psi_L)$ se expande desde T_8 hasta T_{10} , para finalmente rechazar calor al foco frío y volver al estado inicial.

Se puede demostrar (véase el Anexo A) que la expresión del rendimiento del ciclo irreversible de aire estándar con dos escalonamientos refrigerados es:

$$\eta_{IC2} = \eta_{IU} - \frac{\psi_H \varepsilon(x - 1) + \psi_L \varepsilon_L (x_L - 1)}{\beta - x}, \quad (4.31)$$

donde $\varepsilon_L = [1 - (\eta_T \eta_C / x_L) - \eta_T + (\eta_T / x_L)]$.

Por otro lado, la relación existente entre x_H , x_L y x es la siguiente:

$$x_H + x_L = \frac{x}{\eta_C} \quad (4.32)$$

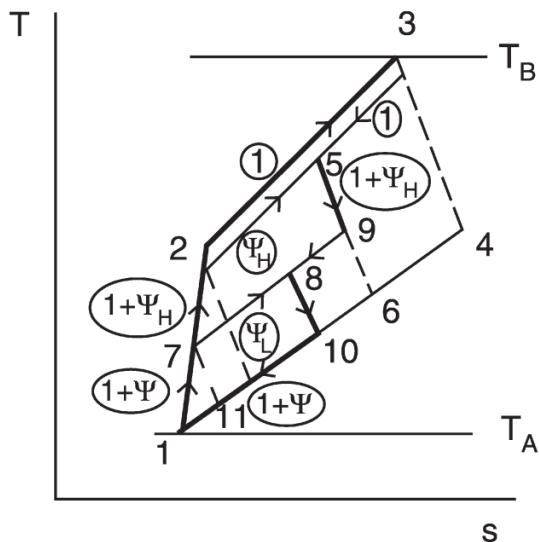


Figura 4.9: Diagrama T–s del ciclo de aire estándar irreversible con dos escalonamientos refrigerados [CHT]_{IC2}. Adaptado de Horlock [3].

Para el ejemplo numérico considerado en el apartado anterior, el rendimiento térmico del ciclo irreversible de aire estándar con dos escalonamientos refrigerados (con $x = 3, 10$; $x_H = 1, 22$; $x_L = 2, 23$; $\psi_H = 0, 1$; $\psi_L = 0, 05$) disminuye desde 0,4968 hasta 0,4819, es decir, 0,0149 puntos. En este caso, la disminución del rendimiento tampoco es acusada, por lo que el efecto de la refrigeración es pequeño.

Es interesante observar que la disminución del rendimiento en el caso del ciclo con dos escalonamientos refrigerados, es menor que en el caso de un solo escalonamiento refrigerado.

- **Ciclo [CHT]_{ICM} con múltiples escalonamientos refrigerados**

El análisis del ciclo irreversible de aire estándar con dos escalonamientos refrigerados puede extrapolarse a ciclos con múltiples escalonamientos refrigerados. Al igual que en el caso del ciclo internamente reversible con múltiples escalonamientos refrigerados, es más conveniente tratar la expansión de la turbina como una modificación al proceso de expansión politrópico. En consecuencia, el análisis que se realizará posteriormente es una adaptación del realizado para el ciclo [CHT]_{RCM}.

En este caso, la expansión a lo largo de la turbina no es isentrópica, por lo que es necesario utilizar el rendimiento politrópico, definido como aquel rendimiento que posee un escalonamiento infinitesimal no refrigerado [13]:

$$\eta_p = dh/dh_s = dT/dT_s. \quad (4.33)$$

La ecuación para la expansión, que en este caso es no isentrópica, es:

$$c_p [(T + dT) - T'] = \eta_p v dp. \quad (4.34)$$

Por lo tanto, teniendo en cuenta esta expresión y la ecuación (4.11), se tiene que el proceso de expansión en la turbina está gobernado por:

$$c_p dT + \frac{c_p(T' - T_{\text{comp}})d\psi}{1 + \psi} = \eta_p v dp, \quad (4.35)$$

o bien,

$$c_p \frac{dT}{T} = \eta_p R \frac{dp}{p} - \frac{c_p(T' - T_{\text{comp}})d\psi}{T(1 + \psi)}. \quad (4.36)$$

Los procedimientos para integrar esta ecuación son los mismos que los que se utilizaron en el caso reversible, por lo que se omitirá aquí el desarrollo. Para el primero de ellos, se tiene que:

$$T/p^{(\gamma-1)\eta_p/\gamma} = C_1/(1 + \psi)^\delta \quad (4.37)$$

$$T_E/T_1 = \frac{\theta/x^{\eta_p}}{(1 + \psi_E)^\delta}. \quad (4.38)$$

Por otro lado, para el segundo procedimiento se tiene que:

$$T/p^{\sigma'} = cte \quad (4.39)$$

$$T_E/T_1 = \theta/x^{\eta'_p}, \quad (4.40)$$

donde $\sigma' = \eta_p(\gamma - 1)/\gamma(1 - \lambda)$. El parámetro λ se obtiene a partir de una análisis de la transferencia de calor como se ha indicado anteriormente. A su vez, según Horlock [3], η'_p es un rendimiento politrópico modificado, cuya expresión es

$$\eta'_p = \eta_p/(1 - \lambda), \quad (4.41)$$

por lo tanto,

$$\sigma' = \eta'_p(\gamma - 1)/\gamma. \quad (4.42)$$

Nótese que si $\lambda = 0$, es decir, no existe transferencia de calor, la expresión (4.39) se convierte en la ecuación del rendimiento politrópico.

Un aspecto interesante consiste en que si $\eta'_p = (1 - \lambda)$, entonces $\eta'_p = 1$ y la expansión es isentrópica (pero no reversible ni adiabática).

El rendimiento del ciclo irreversible de aire estándar con múltiples escalonamientos refrigerados, expresado en función de la temperatura T_E y la fracción de refrigeración ψ_E , puede determinarse de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \eta_{\text{ICM}} &= 1 - Q_A/Q_B = 1 - \frac{c_p (1 + \psi_E) (T_E - T_1)}{c_p T_1 \left[\theta - 1 - \left(\frac{x - 1}{\eta_C} \right) \right]} = 1 - \frac{(1 + \psi_E) \left(\frac{T_E}{T_1} - 1 \right)}{\frac{1}{\eta_C} (\eta_C \theta - \eta_C - [x - 1])} = \\ &= 1 - \underbrace{\frac{\eta_C (1 + \psi_E) \left(\frac{T_E}{T_1} - 1 \right)}{1 + \eta_C (\theta - 1) - x}}_{= \beta} = 1 - \frac{\eta_C (1 + \psi_E) \left(\frac{T_E}{T_1} - 1 \right)}{\beta - x}. \end{aligned} \quad (4.43)$$

- Comentario sobre los ciclos de aire estándar

En el apartado 4.2.1 se ha puesto de manifiesto que el rendimiento de los ciclos internamente reversibles es el mismo que el del ciclo sin refrigeración, independientemente del número de escalonamientos refrigerados. No obstante, este no es el caso de los ciclos irreversibles con refrigeración, pues por lo que se ha visto en el anterior apartado, tanto el rendimiento como la temperatura de salida de la turbina dependen del número de escalonamientos refrigerados.

4.3 Modelado de la refrigeración de una corona de álabes en una turbina de gas real. Modelo de Horlock

Una vez estudiados los ciclos de aire estándar con refrigeración, se aborda el modelado de la turbina con refrigeración de tipo mixta (interna y externa), de forma que el aire de refrigeración se mezcla con la corriente principal una vez ha refrigerado la corona de álabes. En este apartado se presentará el modelo propuesto por Horlock [3], el cual se implementará en el software Matlab y se validarán los resultados.

Horlock [3] propone un modelo relativamente simple para la refrigeración de una corona de álabes que se basa en dos objetivos:

- (a) Partiendo de un valor conocido de ψ , realizar un balance de energía para un flujo estacionario para determinar la variación global de temperatura de la corriente principal, desde la salida de la cámara de combustión hasta la entrada al rotor.
- (b) Determinar la variación de la presión de remanso que tiene lugar en el proceso (que, como se verá, también depende de ψ).

Como resultado, se obtendrá la temperatura y la presión de remanso a la salida de la corona de álabes guía (estáticos) y, por tanto, estas variables se podrán utilizar para analizar el flujo a través de la siguiente corona de álabes. En las coronas de álabes de rotor, se utilizará la temperatura y presión de remanso relativas, T_{0R} y p_{0R} , en lugar de las magnitudes absolutas. De esta forma, puede obtenerse fácilmente el trabajo entregado por la turbina refrigerada y utilizarlo para el análisis del ciclo de turbina de gas, dado un valor de ψ .

El proceso de refrigeración mixta de una corona de álabes se muestra esquemáticamente en la Figura 4.10. La transferencia de calor Q tiene lugar desde la superficie de control A hacia la superficie de control B, es decir, desde la corriente principal (entre el estado a la salida de cámara de combustión 3g y el estado x_g) y el aire de refrigeración que circula por dentro del álabe (entre el estado a la salida del compresor 2c y el estado x_c). La inyección de refrigerante y el proceso de mezclado tienen lugar dentro de la superficie de control C, ubicada entre los estados x_g , x_c y el estado 5m, en el que se asume que la corriente principal y el refrigerante están

completamente mezclados. Este estado 5m corresponde al estado a la entrada del rotor. Se asume, además, que los flujos a través de A, B y C son adiabáticos en el sentido de que no existe transferencia de calor al exterior; por lo tanto el proceso completo (A + B + C) es adiabático. Se pretende determinar las propiedades del flujo en el estado 5m.

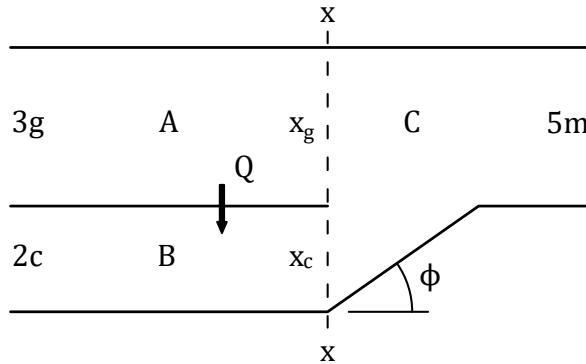


Figura 4.10: Esquema del proceso de mezclado del refrigerante con la corriente principal. Adaptado de Horlock [3].

- **Variación de la entalpía (o temperatura) de remanso a través de una corona de álabes refrigerada**

En el análisis simplificado de los ciclos de aire estándar de la sección 4.2 se consideró que los fluidos de trabajo y de refrigeración eran el mismo: aire que se comportaba como un gas perfecto, manteniéndose constante tanto la composición como las propiedades de ambos flujos. Ahora se considera que los fluidos poseen una composición distinta (y por tanto propiedades distintas) y se comportan como gases cuasiperfectos, siendo sus propiedades función de la temperatura.

La variación de entalpía de remanso a través de la corona de álabes refrigerada se obtiene mediante un balance de energía para flujo estacionario, para el proceso completo, es decir, el mezclado adiabático a través de las superficies de control A, B y C. Si bien existe una transferencia de calor Q “interna” entre el caudal másico unitario de la corriente principal y el caudal másico de refrigeración ψ , desde A hacia B, el proceso global es adiabático. Entre los estados de entrada (corriente principal 3g y aire de refrigeración, 2c) y el estado de salida 5m (flujo mezclado), el balance de energía para un flujo estacionario a través de las superficies de control (A + B) y C, puede escribirse, para una corona de álabes de estator, como:

$$h_{03g} + \psi h_{02c} = (1 + \psi) h_{05m}. \quad (4.44)$$

Se asume que tanto la corriente principal (g) como el aire de refrigeración (c) y la mezcla de ambos (m), se comportan como gases cuasiperfectos, cuyas entalpías se miden con respecto a una referencia fija (la escala de temperatura absoluta, $T = 0$ K). El calor específico a presión constante de la mezcla en el estado 5m viene dado por:

$$c_{p5m} = [c_{p5g} + \psi c_{p5c}] / (1 + \psi), \quad (4.45)$$

y por tanto,

$$c_{pg} [T_{03g} - T_{05g}] = \psi c_{pc} [T_{05c} - T_{02c}], \quad (4.46)$$

donde c_{pg} y c_{pc} son ahora valores medios dentro del rango de temperaturas relevante. Las ecuaciones anteriores permiten calcular la temperatura de la mezcla en el estado 5m, T_{05m} . Alternativamente, la entalpía de remanso de la mezcla en el estado 5m puede obtenerse de la expresión

$$h_{03g} - h_{05g} = \psi [h_{05c} - h_{02c}], \quad (4.47)$$

si se dispone de tablas de propiedades de los gases en lugar de una expresión para los calores específicos en función de la temperatura.

- **Variación de la presión de remanso a través de una corona de álabes refrigerada**

Se ha demostrado anteriormente que las pérdidas de carga influyen de forma significativa en el rendimiento del ciclo (véase la sección 2.5.3), por lo tanto, además de obtener la variación de la entalpía de remanso, es importante determinar el cambio en la presión de remanso que tiene lugar en el proceso global. Para ello, se ha de considerar cada superficie de control de la Figura 4.10 por separado.

Para los flujos a través de las superficies de control A y B es posible considerar que cada corriente experimenta un proceso de flujo compresible con fricción y transferencia de calor a través de un conducto. Según Shapiro [108], en dicho proceso la variación de presión de remanso dp_0 a lo largo de una distancia dx está relacionada con el cambio en la temperatura de remanso dT_0 y con el coeficiente de fricción de la siguiente forma:

$$\frac{dp_0}{p_0} = -\frac{\gamma M^2}{2} \left(\frac{dT_0}{T_0} + 4f \frac{dx}{d_h} \right), \quad (4.48)$$

donde M es el número de Mach, f es el coeficiente de fricción y d_h es el diámetro hidráulico medio del conducto. Para la corriente principal que atraviesa la superficie de control A, se tiene que la variación total de temperatura de remanso es

$$\Delta T_{0g} = -\frac{Q}{c_{pg}}, \quad (4.49)$$

mientras que para la corriente de aire de refrigeración en la superficie de control B, es

$$\Delta T_{0c} = \frac{Q}{\psi c_{pc}}, \quad (4.50)$$

donde Q es el calor transferido entre ambas superficies de control, determinado a partir de un análisis de transferencia de calor en el álabe.

Según Horlock [3], la variación de p_0 debido Q (el primer término de la ecuación 4.48) suele despreciarse para ambos flujos. Por otro lado, la variación de p_0 de la

corriente principal, debida a los efectos de la fricción suele calcularse a través del rendimiento politrópico para el caso de un flujo no refrigerado, de manera que

$$\frac{p_{03g} - p_{0xg}}{p_{03g}} \approx \frac{\gamma M_{3g}^2 \left(1 - \eta_p\right)}{2}, \quad (4.51)$$

es un valor conocido. En cuanto a la variación de p_0 del flujo de aire de refrigeración debido a la fricción, suele determinarse mediante un coeficiente de fricción k obtenido de forma empírica, de forma que

$$\frac{p_{02c} - p_{0xc}}{p_{02c}} \approx \frac{k M_{2c}^2}{2}. \quad (4.52)$$

En consecuencia, p_0 y T_0 a la salida de las superficies de control A y B vienen dados por

A (corriente principal)

$$T_{0xg} = T_{03g} - \frac{Q}{c_{pg}}, \quad p_{0xg} \approx p_{03g} \left(1 - \gamma M_{3g}^2 \frac{1 - \eta_p}{2}\right), \quad (4.53)$$

B (aire de refrigeración)

$$T_{0xc} = T_{02c} - \frac{Q}{\psi c_{pc}}, \quad p_{0xc} \approx p_{02c} \left(1 - \frac{k M_{2c}^2}{2}\right). \quad (4.54)$$

Se procede ahora a determinar la variación de la presión de remanso a través de la superficie de control C. Hartsel [109] proporciona una expresión para la caída de presión asociada al proceso de mezclado adiabático, que está basada en el análisis unidimensional de momentos para el flujo a través de la superficie C realizado por Shapiro [108]. Hartsel modificó la tabla de coeficientes de influencia realizada por Shapiro (véase la página 231 de la referencia [108]) permitiendo una diferencia entre la temperatura de remanso del flujo inyectado, T_{0xc} , y la de los gases de combustión, T_{0xg} :

$$\frac{\Delta p_0}{p_0} = 1 - \frac{p_{05m}}{p_{0xg}} = -\frac{\psi \gamma M_{xg}^2}{2} \left(1 + \frac{T_{0xc}}{T_{0xg}} - 2y \cos \phi\right). \quad (4.55)$$

En esta expresión y es el cociente entre la velocidad del refrigerante inyectado y los gases de combustión ($y = V_c/V_g$), M_{xg} es el número de Mach de la corriente principal y ϕ es el ángulo con el cual se inyecta el refrigerante a la corriente principal (véase la Figura 4.10).

El parámetro y es una incógnita. Hartsel propone un método aproximado que se basa en considerar que $p_{0xc} = p_{0xg}$, de forma que $V_c/V_g \approx (T_{0xc}/T_{0xg})^{1/2}$, puesto que las presiones estáticas han de ser iguales en la sección donde se inyecta el refrigerante. Teniendo en cuenta lo anterior, una aproximación que según Horlock puede ser suficiente, consiste en considerar que $(T_{0xc}/T_{0xg}) \approx (T_{02c}/T_{03g})$, es decir, despreciar la transferencia de calor Q en las ecuaciones (4.53) y (4.54).

De acuerdo con Horlock [3], un método más riguroso no sólo tendría en cuenta la transferencia de calor Q en las ecuaciones (4.53) y (4.54), sino que además no asumiría que las presiones de remanso de la corriente principal y el refrigerante fueran iguales. Para la primera corona de álabes guía, sería posible determinar estas presiones teniendo en cuenta pérdidas que tienen lugar en cada caso:

Corriente principal (g)

$$p_{0xg} = p_{02} - \Delta p_{0CC} - \Delta p_0, \quad (4.56)$$

Aire de refrigeración (c)

$$p_{0xc} = p_{07} - \Delta p_{0D} - \Delta p_{0B}, \quad (4.57)$$

donde p_{02} es la presión de remanso a la salida del compresor; p_{07} es la presión de remanso en el punto de extracción de aire refrigerante del compresor; Δp_{0CC} es la pérdida de carga en la cámara de combustión; Δp_{0D} es la pérdida de carga en los conductos de canalización del refrigerante; y Δp_0 y Δp_{0B} son las pérdidas de carga debido a la fricción y transferencia de calor de los flujos principal y de refrigerante en las superficies de control A y B, respectivamente. De esta forma podrían determinarse las presiones de remanso de ambas corrientes en la sección X.

Si, como da a entender Hartsel, se conoce el número de Mach de la corriente principal en la sección X (M_{xg}), lo que significa que también se conoce la presión estática en la sección X (p_x), entonces puede determinarse el valor de M_{xc} a partir de p_{0xc} . De esta manera, es posible obtener posteriormente V_c y V_g , así como el valor del parámetro ψ para la ecuación (4.55).

Sin embargo, como indica Horlock, existe otro punto sutil en la determinación de y , con el cociente (p_{0xc}/p_x) conocido, no sólo es posible obtener M_{xc} sino que también puede determinarse el caudal másico adimensional de refrigerante. Este caudal, cuya definición puede encontrarse, por ejemplo, en el trabajo de Dixon [110], viene dado por:

$$\frac{\psi \sqrt{c_{pxc} T_{0xc}}}{A_{xc} p_{0xc}} = \frac{\gamma_c}{\sqrt{\gamma_c - 1}} M_{xc} \left(1 + \frac{\gamma_c - 1}{2} M_{xc}^2 \right)^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_c + 1}{\gamma_c - 1} \right)}. \quad (4.58)$$

Esto significa que a partir de la expresión anterior, puede determinarse el valor de A_{xc} , el área de la sección que se necesita para inyectar el refrigerante a la corriente principal. Es evidente que mediante este procedimiento se hace necesario realizar iteraciones para obtener la solución del problema global.

Un posible desarrollo empírico del método explicado anteriormente consiste en utilizar datos experimentales sobre la cascada de álabes, obtenidos con y sin inyección de refrigerante, con el objetivo de determinar una relación general entre el caudal total de refrigeración (ψ) y el aumento de pérdidas de carga asociadas al proceso de inyección de refrigerante. Como se puso de manifiesto en la sección 3.3.4, en la refrigeración por película el aire de refrigeración abandona el álabe en numerosos puntos alrededor de este, causando por tanto unas pérdidas variables. Si una cantidad infinitesimal de aire $d\psi$ abandona el álabe en un punto donde el ángulo de inyección es ϕ , entonces puede obtenerse un valor global para la disminución de

presión de remanso por medio de la integración de la ecuación 4.55 a lo largo del perfil del álabe. Un factor global de proporcionalidad para las pérdidas de presión de remanso en función del caudal de refrigeración puede escribirse de la forma:

$$\frac{\Delta p_0}{p_0} = -\kappa\psi, \quad (4.59)$$

expresión que será utilizada en los cálculos mediante Matlab. Otra posibilidad consiste en expresar las pérdidas de presión de remanso a través de una disminución del rendimiento politrópico, por lo que se define un rendimiento politrópico modificado η_{esc} , sabiendo que $\eta_p \approx \eta_{\text{esc}}$. Es posible escribir entonces lo siguiente:

$$\frac{\Delta\eta_{\text{esc}}}{\eta_{\text{esc}}} = -\kappa'\psi. \quad (4.60)$$

Dividiendo las expresiones (4.60) y (4.59), se tiene que

$$\frac{\kappa'}{\kappa} = \frac{\frac{\Delta\eta_{\text{esc}}}{\eta_{\text{esc}}}}{\frac{\Delta p_0}{p_0}} \approx \frac{\gamma-1}{\gamma} (x_{\text{esc}} - 1), \quad (4.61)$$

donde $x_{\text{esc}} = r_{\text{esc}}^{(\gamma-1)/\gamma}$, es la relación de temperaturas isentrópicas del escalonamiento infinitesimal.

4.4 Cálculos mediante Matlab del ciclo abierto de turbina de gas con una corona de álabes refrigerada

Con el objetivo de analizar de forma preliminar el impacto de la refrigeración en el ciclo termodinámico de una turbina de gas, se ha implementado mediante Matlab el modelo propuesto en el apartado anterior para el ciclo abierto de turbina de gas con la corona de álabes guía refrigerada. Para el análisis se han considerado, además de las hipótesis del apartado 2.5.3, las siguientes hipótesis propias de la refrigeración:

1. La refrigeración es de tipo mixto, es decir, el aire de refrigeración enfriá primero el interior del álabe y posteriormente se inyecta en la corriente principal a través de orificios en el álabe.
2. A efectos del cálculo de la variación de la temperatura y presión de remanso a través del proceso de mezclado, se desprecia el calor transferido a través de la pared del álabe entre el refrigerante y el aire de refrigeración.
3. La fracción de refrigeración es conocida y varía de forma lineal con la temperatura de combustión, siendo: $\psi = 0,05$ para $T_3 = 1200 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\psi = 0,75$ para $T_3 = 1400 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\psi = 0,1$ para $T_3 = 1600 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\psi = 0,125$ para $T_3 = 1800 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y $\psi = 0,15$ para $T_3 = 2000 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

4. La pérdida de presión de remanso debido al proceso de mezclado viene dada por la ecuación 4.59, siendo $\kappa = 0,07^{13}$.
5. No se tienen en cuenta las pérdidas por el mezclado de la corriente principal de gases de combustión con aire de refrigeración.

Los valores de la fracción de refrigeración son arbitrarios. En la práctica, la fracción de refrigeración depende no solo de la temperatura de combustión sino también de la temperatura a la salida del compresor, de la temperatura máxima admisible para el álabe y otros factores, como se explica en el trabajo de Horlock [3].

La Figura 4.11, obtenida del análisis mediante Matlab, muestra la variación del rendimiento global arbitrario en función de la relación de temperaturas isentrópicas, tanto para el ciclo abierto no refrigerado, como para el refrigerado. Las curvas de rendimiento se han representado para una serie de temperaturas de combustión. En primer lugar se observa que, como en el caso de los ciclos de aire estándar y el ciclo abierto de turbina de gas, la relación de presiones óptima para un rendimiento máximo, aumenta con la temperatura máxima del ciclo, T_3 . En segundo lugar, en la figura se pone de manifiesto que el impacto de la refrigeración en el rendimiento del ciclo abierto de turbina de gas es muy pequeño, siendo incluso menor que en el caso del ciclo de aire estándar refrigerado [CBT]IC1 (véase la Figura 4.6).

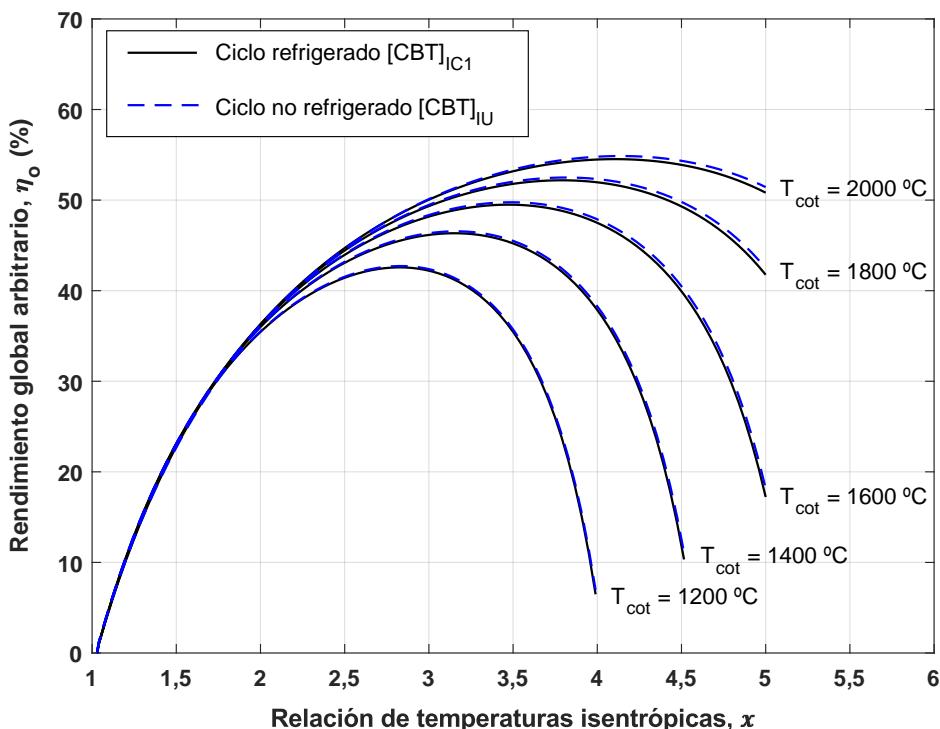


Figura 4.11: Rendimiento global arbitrario de los ciclos abiertos de turbina de gas (no refrigerado y con una corona de álabes refrigerada) en función de la relación de presiones, con la temperatura máxima como parámetro.

¹³↑Valor considerado por Horlock [3].

En la Figura 4.12 se muestra de nuevo el rendimiento global arbitrario de los ciclos sin refrigeración y con refrigeración en la primera corona de álabes, en este caso en función de la temperatura de combustión, $T_{\text{cot}} = T_3$. La relación de presiones se ha considerado como parámetro, representándose los resultados para tres valores: 30, 40 y 50. Como se había anticipado en el ciclo de aire estándar refrigerado, la penalización en el rendimiento no solo es pequeña, sino que disminuye conforme aumenta la temperatura de combustión. Esta disminución tiene lugar ahora incluso para una fracción de refrigeración que aumenta con la temperatura de combustión, a diferencia del caso del ciclo de aire estándar refrigerado (véase la Figura 4.7). De hecho, para temperaturas de combustión muy elevadas parece que no existe tal penalización del rendimiento. Como explica Horlock [3], esto se debe a un comportamiento de gas real por parte de los gases de combustión. En particular, se debe al cambio en la composición de dichos gases y al efecto predominante del vapor de agua en los calores específicos de la mezcla. Si bien en el presente análisis no se ha considerado un comportamiento real de los gases, sí se ha supuesto un comportamiento cuasiperfecto (calores específicos variables con la temperatura), el cual no se aleja mucho del caso real. Por lo tanto, se comprueba de nuevo que el modelo utilizado predice con bastante exactitud el comportamiento de gas real bajo las condiciones de temperatura y presión estudiadas.

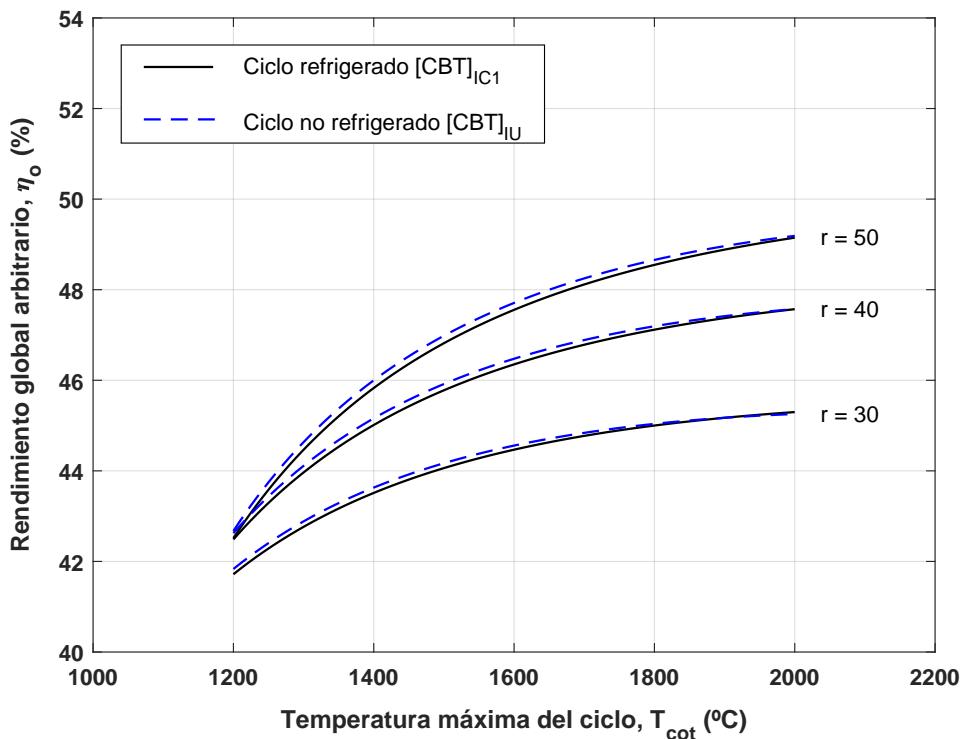


Figura 4.12: Rendimiento global arbitrario de los ciclos abiertos de turbina de gas (no refrigerado y con una corona de álabes refrigerada) en función de la temperatura máxima, con la relación de presiones como parámetro.

El rendimiento global arbitrario en función del trabajo específico neto, tanto para el ciclo sin refrigeración como para el que posee una corona de álabes refrigerada, es similar al mostrado en la Figura 4.7, pero para temperaturas de combustión más altas. Esto se debe a que el efecto de la refrigeración en la corona de álabes es menor a medida que la temperatura de combustión es más alta.

rada, se presenta en la Figura 4.13. Para la representación se han considerado como parámetros la relación de presiones y la temperatura de combustión. Se observa que la refrigeración tiene un efecto importante en el trabajo específico neto. Esto se debe a la disminución de la temperatura de entrada al rotor que lleva asociada la refrigeración y que conlleva una disminución del trabajo específico de la turbina, reduciéndose por tanto el trabajo específico neto. Esta conclusión está en línea con lo predicho en el ciclo de aire estándar refrigerado, $[CBT]_{IC1}$.

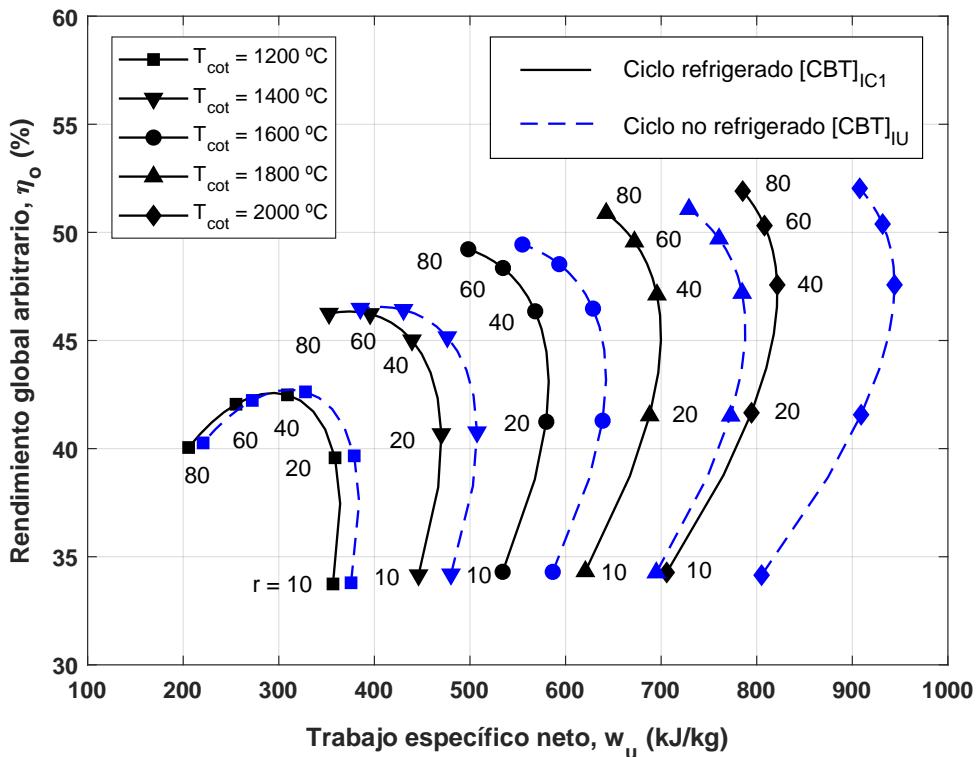


Figura 4.13: Rendimiento global arbitrario de los ciclos abiertos de turbina de gas ($[CBT]_{IU}$ y $[CBT]_{IC1}$) en función del trabajo específico neto, con la temperatura máxima y la relación de presiones como parámetros.

Finalmente, una última figura ilustra la discusión realizada anteriormente sobre la diferencia entre la temperatura de combustión $T_{cot} = T_3$ y la temperatura de entrada al rotor $T_{rit} = T_5$. En la Figura 4.14 se muestra el rendimiento global arbitrario del ciclo $[CBT]_{IU}$ en función de T_3 y el rendimiento global arbitrario del ciclo $[CBT]_{IC1}$ en función de T_5 . Puede observarse que la gráfica $\eta_o(T_5)$ prácticamente es coincidente con la correspondiente al ciclo no refrigerado, $\eta_o(T_3)$. Uno de los factores responsables de la diferencia entre ambas gráficas es el hecho de que en el análisis no han considerado las pérdidas por mezclado. Este resultado también fue predicho en el estudio del ciclo de aire estándar con una corona de álabes refrigerada.

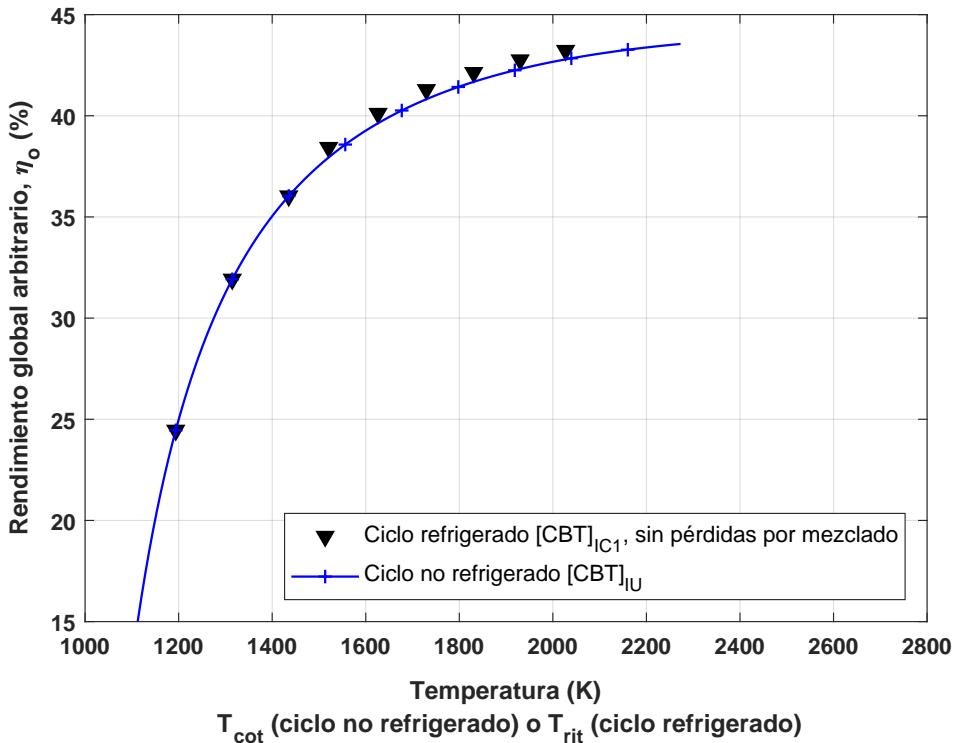


Figura 4.14: Cálculo del rendimiento global arbitrario del ciclo [CHT]: rendimiento del ciclo no refrigerado en función de la temperatura de combustión $T_{\text{cot}} = T_3$ y rendimiento del ciclo con una corona de álabes refrigerada en función de la temperatura de entrada al rotor $T_{\text{rit}} = T_5$. Relación de presiones $r = 30$.

4.5 Comparación de dos ciclos abiertos de turbinas de gas con parámetros realistas

Hasta ahora se ha comparado el ciclo abierto refrigerado con el ciclo abierto no refrigerado, considerando que ambos poseían la misma temperatura de combustión. En otras palabras, se ha analizado el efecto de la refrigeración de una corona de álabes en varios parámetros, sin tener en cuenta la temperatura máxima admisible en la pared del álabe. En este apartado se pretende poner de manifiesto que la refrigeración de turbinas de gas, si bien disminuye el rendimiento y trabajo específico (respecto a un ciclo que operase a la misma T_{cot}), permite aumentar la temperatura de combustión más allá de lo que sería posible sin refrigeración y por tanto incrementar el rendimiento y el trabajo específico del ciclo.

Por un lado, actualmente los álabes de turbina tienen un límite de temperatura de alrededor de 1200 °C¹⁴ [7]. Por otro lado, las turbinas de gas actuales con álabes refrigerados poseen temperaturas de entrada a la turbina de 1600 °C [111].

¹⁴↑Álabes fabricados, por ejemplo, con CMSX-4 o CMSX-10.

Considérese una turbina de gas hipotética que siguiese el ciclo abierto descrito en el apartado 2.5.3 y que operara con una T_{cot} de 1200 °C. Se denominará a esta turbina de gas “turbina de gas A”.

A continuación considérese otra turbina de gas hipotética que siguiese el ciclo abierto descrito en el apartado 2.5.3 pero que tuviera la primera corona de álabes refrigerada y que siguiese el modelo descrito en el apartado 4.3. Al tener la primera corona de álabes refrigerada, esta turbina de gas, denominada turbina de gas B, opera a una T_{cot} de 1400 °C, puesto que la refrigeración permite disminuir la temperatura de entrada al rotor en 200 °C [7].

Comparando las turbinas de gas A y B, como se observa en la Figura 4.11, la turbina de gas B, aún incluyendo refrigeración en la primera corona de álabes, posee un mayor rendimiento global arbitrario que la turbina de gas A. En concreto, la turbina de gas B presenta un rendimiento máximo de 46,43 % para una relación de presiones de 69,08, mientras que la turbina de gas A presenta un rendimiento máximo de 42,72 % para una relación de presiones de 44,79. Por lo tanto, se comprueba que la refrigeración de álabes permite un incremento del rendimiento de la turbina de gas.

En relación al trabajo específico, se observa que según la Figura 4.13, la turbina de gas B presenta un trabajo específico mayor que la A en todo el rango de relaciones de presión considerado. En particular, la turbina de gas B presenta un trabajo específico neto para el punto de trabajo arbitrario¹⁵ de 458,78 kJ/kg, mientras que la turbina de gas A presenta un valor de 368,47 kJ/kg (es decir, 90,31 kJ/kg menos que la turbina B). De media, la turbina de gas B presenta un trabajo específico neto 110,40 kJ/kg mayor que la turbina A. Por lo tanto, se comprueba que la refrigeración de álabes permite aumentar el trabajo específico de la turbina de gas.

¹⁵↑Se define el punto de trabajo arbitrario como aquel para el cual el producto $\eta_o \cdot w_u$ es máximo.

5

Observaciones finales

5.1 Conclusiones

A lo largo del trabajo se ha dado respuesta a las cuestiones planteadas al inicio del texto, cuyo tema orbitaba alrededor del impacto en el rendimiento y el trabajo específico neto del ciclo y en la aplicabilidad de las conclusiones del ciclo de aire estándar con refrigeración al ciclo abierto de turbina de gas con refrigeración. Teniendo en cuenta los análisis realizados, pueden exponerse las siguientes conclusiones:

- (a) La refrigeración conlleva una penalización relativamente pequeña en el rendimiento.
- (b) El trabajo específico neto se ve significativamente reducido debido a la refrigeración.
- (c) La penalización en el rendimiento debida a la refrigeración disminuye conforme aumenta la temperatura de combustión.
- (d) El rendimiento del ciclo abierto con refrigeración expresado en función de la temperatura de entrada al rotor (T_5), es prácticamente idéntico al rendimiento del ciclo abierto sin refrigeración expresado en función de la temperatura de combustión (T_3).
- (e) La tasa de aumento del rendimiento del ciclo abierto con refrigeración disminuye conforme aumenta la temperatura de combustión (T_3), mostrando una tendencia a alcanzar un máximo.
- (f) Las conclusiones del ciclo de aire estándar con refrigeración en una corona de álabes son, en general, aplicables al caso de una turbina de gas real con una corona de álabes refrigerada, diferenciándose en que el ciclo de aire estándar no reflejaba, al menos no de forma tan acusada, la tendencia del rendimiento a alcanzar un máximo con la temperatura T_3 .

No cabe duda de que la refrigeración de turbinas de gas conlleva una penalización tanto en el rendimiento como en el trabajo específico neto. Sin embargo, la conclusión de este trabajo no estaría completa si no se tiene en cuenta que, a día de hoy, la refrigeración de álabes en turbinas de gas es necesaria para alcanzar elevadas temperaturas de entrada a la turbina, con el fin de obtener altos rendimientos y trabajos específicos. Esto se debe a la limitación de la temperatura máxima admisible del álabe. Se ha comprobado que un ciclo abierto de turbina de gas sin refrigeración con una temperatura de combustión representativa del límite teórico del material,

posee un rendimiento y un trabajo específico neto menores que un ciclo abierto de turbina de gas con refrigeración y con una temperatura de combustión 200 °C superior que el ciclo sin refrigeración.

5.2 Discusión y futuros desarrollos

Este trabajo se ha limitado al estudio preliminar del impacto de la refrigeración en diversos parámetros del ciclo abierto de turbina de gas. Por lo tanto, constituye solo un bosquejo del amplio campo de las turbinas de gas refrigeradas. En este sentido, podrían plantearse, por ejemplo, los siguientes estudios para ampliar el presente trabajo:

- Comparar el modelo de Horlock [3] con otros modelos, como el de El-Masri [30] o el de Young y Wilcock [104], para validar las conclusiones obtenidas.
- Analizar las pérdidas debidas a la refrigeración de álabes en turbinas de gas.
- Realizar el cálculo de los caudales de refrigeración, a través de modelos que incluyan un balance de energía en el álabe y que tengan en cuenta la temperatura máxima admisible del material.
- Extender el análisis a un estudio que tenga en cuenta el efecto de gas real, así como la disociación de especies en los productos de combustión.
- Realizar un análisis de la influencia del contenido de vapor de agua del aire de refrigeración, en el rendimiento de refrigeración y en la penalización en el rendimiento y el trabajo específico neto de la turbina de gas.
- Extender el análisis de la refrigeración de turbinas de gas a otros ciclos, como el ciclo con regeneración, con compresión interrefrigerada, con recalentamiento, entre otros.

Anexo A

Deducción de las expresiones de η_{IC1} y η_{IC2}

- Ciclo irreversible de aire estándar con un escalonamiento refrigerado

Para determinar la expresión del rendimiento térmico del ciclo de aire-estándar irreversible con un escalonamiento refrigerado, se seguirá una metodología similar a la utilizada para el ciclo de aire estándar irreversible sin refrigeración.

Al ser el calor aportado en el ciclo con refrigeración igual al del ciclo sin refrigeración (puesto que el gasto másico en el calentador es la unidad y la temperatura se incrementa de T_2 hasta T_3), puede determinarse con la ecuación (2.15):

$$Q_B = c_p T_1 \left[\theta - 1 - \left(\frac{x-1}{\eta_C} \right) \right]. \quad (\text{A.1})$$

Sin embargo, el trabajo del compresor ahora es diferente, pues el gasto másico que se comprime es $(1 + \psi)$, por lo tanto, teniendo en cuenta la ecuación (2.12):

$$W_C = (1 + \psi) c_p T_1 \left(\frac{x-1}{\eta_C} \right). \quad (\text{A.2})$$

Como se ha comentado en el apartado 4.2.2, puede considerarse que la expansión en la turbina está compuesta de dos expansiones: una de gasto másico unidad que se desarrolla desde T_3 hasta T_4 (igual que en el caso sin refrigeración) y otra de gasto másico ψ que tiene lugar entre T_2 y T_7 . Por lo tanto, el trabajo entregado por la turbina será:

$$W_T = c_p [(T_3 - T_4) + \psi(T_2 - T_7)] = c_p \left[\eta_T T_3 \left(1 - \frac{1}{x} \right) + \psi \eta_T T_2 \left(1 - \frac{1}{x} \right) \right], \quad (\text{A.3})$$

donde se ha considerado que el rendimiento de la turbina se mantiene constante a lo largo de la expansión.

Teniendo en cuenta la expresión del rendimiento térmico:

$$\eta_{\text{IC1}} = \frac{W_T - W_C}{Q_B} = \eta_{\text{IU}} + \underbrace{\frac{\psi \eta_T T_2 \left(1 - \frac{1}{x} \right) - \psi T_1 \left(\frac{x-1}{\eta_C} \right)}{T_1 \left(\theta - 1 - \left[\frac{x-1}{\eta_C} \right] \right)}}_{(1)}$$

$$\begin{aligned}
(1) &= \psi \left[\frac{\eta_T \left(\frac{x-1}{\eta_C} + 1 \right) \left(1 - \frac{1}{x} \right) - \left(\frac{x-1}{\eta_C} \right)}{\theta - 1 - \left(\frac{x-1}{\eta_C} \right)} \right] = \\
&= \psi \left[\frac{(\eta_T - 1) \left(\frac{x-1}{\eta_C} \right) + \eta_T - \frac{\eta_T}{\eta_C} \left(1 - \frac{1}{x} \right) - \frac{\eta_T}{x}}{\frac{1}{\eta_C} (\eta_C \theta - \eta_C - [x-1])} \right] = \\
&= \psi \left[\frac{(\eta_T - 1)(x-1) + \eta_T \eta_C - \eta_T \left(1 - \frac{1}{x} \right) - \frac{\eta_T \eta_C}{x}}{\underbrace{1 + \eta_C (\theta - 1) - x}_{=\beta}} \right] = \\
&= \psi \left[\frac{(\eta_T - 1)(x-1) + \eta_T \eta_C \left(1 - \frac{1}{x} \right) - \eta_T \left(1 - \frac{1}{x} \right)}{\beta - x} \right] = \\
&= \psi \left[\frac{(x-1) \left(\eta_T - 1 + \frac{\eta_T \eta_C}{x} - \frac{\eta_T}{x} \right)}{\beta - x} \right] = -\psi \underbrace{\left(1 - \frac{\eta_T \eta_C}{x} - \eta_T + \frac{\eta_T}{x} \right)}_{=\varepsilon} \left(\frac{x-1}{\beta - x} \right).
\end{aligned}$$

Por lo tanto,

$$\eta_{IC1} = \eta_{IU} - \psi \varepsilon \left(\frac{x-1}{\beta - x} \right). \quad (A.4)$$

- **Ciclo irreversible de aire estándar con dos escalonamientos refrigerados**

El de ciclo de aire estándar irreversible con dos escalonamientos refrigerados puede analizarse de forma similar al caso anterior.

El calor aportado al ciclo no varía con respecto al caso del ciclo de aire estándar sin refrigeración, puesto que el gasto másico en el calentador es la unidad y la temperatura se incrementa desde T_2 hasta T_3 , de forma que:

$$Q_B = c_p T_1 \left[\theta - 1 - \left(\frac{x-1}{\eta_C} \right) \right]. \quad (A.5)$$

El trabajo que absorbe el compresor puede considerarse como la suma del trabajo necesario para comprimir un gasto másico unitario desde T_1 hasta T_2 , más el trabajo necesario para comprimir un gasto másico ψ_H desde T_1 hasta T_2 , más el trabajo necesario para comprimir un gasto másico ψ_L desde T_1 hasta T_7 (véase el diagrama T-s de la figura 4.9). Analíticamente:

$$W_C = c_p T_1 \left(\frac{x-1}{\eta_C} \right) + c_p \psi_H T_1 \left(\frac{x-1}{\eta_C} \right) + c_p \psi_L T_1 \left(\frac{x_L - 1}{\eta_C} \right), \quad (A.6)$$

donde $x_L = T_{7s}/T_1$

Por otro lado, el trabajo entregado por la turbina puede considerarse como la suma de tres trabajos: el de un caudal unitario que se expande desde T_3 hasta T_4 , el de un caudal ψ_H que se expande desde T_2 hasta T_{12} y el de un caudal másico ψ_L que se expande desde T_7 hasta T_{11} . De forma analítica:

$$W_T = c_p T_3 \eta_T \left(1 - \frac{1}{x}\right) + \psi_H c_p T_2 \eta_T \left(1 - \frac{1}{x}\right) + \psi_L c_p T_7 \eta_T \left(1 - \frac{1}{x}\right). \quad (\text{A.7})$$

Recordando la expresión del rendimiento térmico y teniendo en cuenta el desarrollo realizado para η_{IC1} , se tiene que:

$$\begin{aligned} \eta_{IC2} &= \underbrace{\frac{\eta_T T_3 \left(1 - \frac{1}{x}\right) - T_1 \left(\frac{x-1}{\eta_C}\right)}{T_1 \left(\theta - 1 - \left[\frac{x-1}{\eta_C}\right]\right)}}_{= \eta_{IU}} + \underbrace{\frac{\psi_H \eta_T T_2 \left(1 - \frac{1}{x}\right) - \psi_H T_1 \left(\frac{x-1}{\eta_C}\right)}{T_1 \left(\theta - 1 - \left[\frac{x-1}{\eta_C}\right]\right)}}_{= -\psi_H \varepsilon \left(\frac{x-1}{\beta-x}\right)} + \\ &\quad + \underbrace{\frac{\psi_L \eta_T T_7 \left(1 - \frac{1}{x_L}\right) - \psi_L T_1 \left(\frac{x_L-1}{\eta_C}\right)}{T_1 \left(\theta - 1 - \left[\frac{x-1}{\eta_C}\right]\right)}}_{(1)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (1) &= \psi_L \left[\frac{\eta_T \left(\frac{x_L-1}{\eta_C} + 1\right) \left(1 - \frac{1}{x_L}\right) - \left(\frac{x_L-1}{\eta_C}\right)}{\theta - 1 - \frac{x-1}{\eta_C}} \right] = \\ &= \psi_L \left[\frac{\left(\eta_T - 1\right) \left(\frac{x_L-1}{\eta_C}\right) + \eta_T - \frac{\eta_T}{\eta_C} \left(1 - \frac{1}{x_L}\right) - \frac{\eta_T}{x_L}}{\frac{1}{\eta_C} \left(\eta_C \theta - \eta_C - [x-1]\right)} \right] = \\ &= \psi_L \left[\frac{\left(\eta_T - 1\right) \left(x_L - 1\right) + \eta_T \eta_C - \eta_T \left(1 - \frac{1}{x_L}\right) - \frac{\eta_T \eta_C}{x_L}}{\underbrace{1 + \eta_C (\theta - 1) - x}_{= \beta}} \right] = \\ &= \psi_L \left[\frac{\left(\eta_T - 1\right) \left(x_L - 1\right) + \eta_T \eta_C \left(1 - \frac{1}{x_L}\right) - \eta_T \left(1 - \frac{1}{x_L}\right)}{\beta - x} \right] = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \psi_L \left[\frac{(x_L - 1) \left(\eta_T - 1 + \frac{\eta_T \eta_C}{x_L} - \frac{\eta_T}{x_L} \right)}{\beta - x} \right] = \\
&= -\psi_L \underbrace{\left(1 - \frac{\eta_T \eta_C}{x_L} - \eta_T + \frac{\eta_T}{x_L} \right)}_{= \varepsilon_L} \left(\frac{x_L - 1}{\beta - x} \right). \tag{A.8}
\end{aligned}$$

Por lo tanto,

$$\eta_{IC2} = \eta_{IU} - \frac{\psi_H \varepsilon (x - 1) + \psi_L \varepsilon_L (x_L - 1)}{\beta - x}, \tag{A.9}$$

donde $\varepsilon_L = [1 - (\eta_T \eta_C / x_L) - \eta_T + (\eta_T / x_L)]$. En este desarrollo se ha considerado que $x \gg x_H$, de forma que el rendimiento de la turbina y el compresor se mantienen constantes a lo largo de los saltos isentrópicos de temperatura x y x_L .

Anexo B

En las siguientes páginas se adjuntan los códigos de Matlab que se han utilizado a lo largo del trabajo. El orden se corresponde con el seguido durante el trabajo para los modelos termodinámicos: primero se muestra el de los ciclos de aire estándar sin refrigeración, después el de turbina de gas de ciclo abierto, posteriormente el del ciclo de aire estándar con refrigeración y finalmente el de turbina de gas de ciclo abierto con refrigeración.

Análisis de los ciclos de Joule–Brayton reversible e irreversible

Modelado termodinámico de los ciclos $[CHT]_R$ y $[CHT]_I$. Hipótesis:

1. El fluido de trabajo (aire estándar) se comporta como un gas perfecto con calores específicos constantes, no experimentando cambios en su composición química.
2. Se sustituyen los procesos de combustión y rechazo de calor a la atmósfera por uno de adición de calor y otro de rechazo de calor respectivamente, ambos en intercambiadores de calor.
3. No se utiliza fluido sangrado del compresor para refrigeración. Por tanto, los gastos máscos del compresor y la turbina coinciden
4. La variación de energía potencial del fluido entre la entrada y la salida de los componentes es muy pequeña.
5. Las velocidades del fluido se suponen bajas, por lo que los estados de remanso y estáticos coinciden.
6. No existen pérdidas de carga en los conductos ni en los componentes. Por lo tanto, los gases de la turbina se expanden hasta la presión de admisión.
7. Los procesos de compresión y expansión se consideran reversibles y adiabáticos, y por tanto isentrópicos. (**Sólo para el ciclo $[CHT]_R$**).
8. Los procesos de compresión y expansión se consideran adiabáticos pero no reversibles. El rendimiento isentrópico del compresor y la turbina es: $\eta_C = \eta_T = 0,9$. (**Sólo para el ciclo $[CHT]_I$**).

Definición de los parámetros de los ciclos

```
etac = 0.9;
etat = 0.9;
T1 = 300; % K (27 C)
theta = 4:6; % Relacion de temperatura maxima y minima del ciclo (T3/T1)
T3 = T1*theta;
x = linspace(1,5,100); % Relacion de temperaturas isentropicas (T2s/T1 = ...
    T3/T4s)
x2 = linspace(1,4,75);
alpha = etac*etat*theta;
beta = 1+etac*(theta-1);
R_air = 0.287052874; % kJ/kgK
% gamma12_i = 1.4*ones(1,100); % Valor inicial para gamma12
```

Cálculo de las temperaturas y los calores específicos en los estados 1, 2, 3 y 4

La función *IdealgasProp.m* permite calcular una serie de propiedades (entre ellas c_p y c_v) del gas ideal aire a la temperatura T y presión de 1 bar. Según su autor, Miika Wallius, la función utiliza los resultados del programa FluidProp, que a su vez utiliza los parámetros presentados en el trabajo de W. C. Reynolds “*Thermodynamic properties in S.I.*”. El rango de temperatura válido para la función es de 50 a 5000 K. La forma de la función *IdealgasProp.m* es la siguiente:

```
c_p1 = IdealgasProp('air','T','cp',300);
```

```
T2 = T1*(1+(x-1)/etac);
T2s = x*T1; % Temperatura T2 isentropica (igual a T2 para el ciclo reversible)
T4 = T3.*.(1-etat*(1-1./x));
T4s = T3.*./x; % Temperatura T4 isentropica (igual a T4 para el ciclo ...
    reversible)
c_p1 = IdealgasProp('air','T','cp',T1);
gamma = c_p1/(c_p1-R_air);
r = x.^ (gamma/(gamma-1));
```

Definición del trabajo específico w_u y del calor aportado q_B

```
for j = 1:100 % Para el ciclo reversible
    for i = 1:3
        w_c_ideal(j) = c_p1*(T2(j)-T1);
        w_t_ideal(i,j) = c_p1*(T3(i)-T4s(i,j));
        if w_t_ideal(i,j)>w_c_ideal(j)
            w_u_ideal(i,j) = w_t_ideal(i,j)-w_c_ideal(j);
        else
            w_u_ideal(i,j) = -1;
        end
    end
end

for j = 1:100 % Para el ciclo irreversible
    for i = 1:3
        w_c_real(j) = c_p1*T1*(x(j)-1)/etac;
        w_t_real(i,j) = etat*c_p1*T3(i)*(1-1/x(j));
        if w_t_real(i,j)>w_c_real(j)
            w_u_real(i,j) = w_t_real(i,j)-w_c_real(j);
        else
            w_u_real(i,j) = -1;
        end
    end
end
```

Definición del rendimiento térmico (Carnot, J-B ideal y real)

```
eta_CAR = (1-1/theta(1))*100; % Rendimiento del ciclo de Carnot

eta_jbideal = (1-1./x2)*100; % Rendimiento del ciclo reversible
eta_jbideal2 = (1-1./x)*100;

for j = 1:3
    for i = 1:100
        eta_jbreal(i,j) = ((alpha(j)-x(i))*(1-1/x(i)))/(beta(j)-x(i))*100; %...
            Rendimiento del ciclo irreversible

        if eta_jbreal(i,j)<0 || eta_jbreal(i,j)>100
            eta_jbreal(i,j)=-3; % Elimina los valores sin sentido
        end
    end
end
eta_jbreal = eta_jbreal';
```

Definición del trabajo específico neto adimensional ($NDNW$)

```

for j = 1:3
    for i = 1:100
        NDNW_ideal(i,j) = ((theta(j)-theta(j)/x(i))-x(i)+1)/(theta(j)-1); %...
            Ciclo reversible
        NDNW_real(i,j) = (alpha(j)*(1-1/x(i))-(x(i)-1))/(beta(j)-1); % ...
            Ciclo irreversible
    end
end

```

Representación gráfica de $\eta(x)$

```

y1 = ones(1,100)*75;
y2(1,:) = y1;
y2(2,:) = eta_jbreal(1,:);
y2(3,:) = eta_jbreal(2,:);
y2(4,:) = eta_jbreal(3,:);

etavsx(x,y2,x2,eta_jbideal)

```

Representación gráfica de $NDNW(x)$

```

NDNW = zeros(6,100);
NDNW(1:3,:) = NDNW_ideal';
NDNW(4:6,:) = NDNW_real';

NDNWvsx(x,NDNW)

```

Representación gráfica de $\eta(w_u)$

```

etavswu1(w_u_ideal(1,:), eta_jbideal2, w_u_ideal(2,:), w_u_ideal(3,:), ...
w_u_real(1,:), eta_jbreal(1,:), w_u_real(2,:), eta_jbreal(2,:), ...
w_u_real(3,:), eta_jbreal(3,:), w_u_real(:,53), eta_jbreal(:,53), ...
w_u_real(:,43), eta_jbreal(:,43), w_u_real(:,33), eta_jbreal(:,33), ...
w_u_real(:,13), eta_jbreal(:,13), w_u_ideal(:,53), ...
eta_jbideal2(1,53), w_u_ideal(:,43), eta_jbideal2(1,43), ...
w_u_ideal(:,33), eta_jbideal2(1,33), w_u_ideal(:,13), ...
eta_jbideal2(1,13))

```

Análisis de una TG de ciclo abierto. Modelo de Horlock

Gráfica de η_o en función de x

Modelado termodinámico del ciclo $[CBT]_{IG}$. Hipótesis:

1. El aire y los productos de la combustión se comportan como gases cuasiperfectos (c_p y γ dependen de la temperatura).
2. Se consideran propiedades (c_p y γ) medias en el rango de temperatura relevante para cada componente.
3. Eficiencia isentrópica del compresor y turbina: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
4. Coeficiente de pérdida de presión en la cámara de combustión: $\Delta p_{23} = 0,03$.
5. Coeficiente de pérdida de presión a la salida de la turbina: $\Delta p_{41} = 0,03$.
6. Combustible: Metano CH4 (gas) suministrado a 1 bar y 27 °C (300 K).
7. Combustión completa (no se forma CO).
8. No se tiene en cuenta el efecto de la disociación.
9. Las velocidades de los flujos son bajas, y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
10. Pérdidas mecánicas nulas.

Definición de los parámetros del ciclo

```
etat = 0.9; % Rendimiento isentropico de la turbina
etac = 0.9; % Rendimiento isentropico del compresor
Deltap23 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la camara de combustion
Deltap41 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la turbina
PCIO = 50023; % (kJ/kg) Combustible: CH4 (Fuente EES)
T1 = 300; % K
p1 = 1; % bar
T3 = [1123, 1273, 1473, 1673, 1873, 2073]; % K
x = linspace(1,5,100);
gamma12 = 1.4*ones(1,100); % Valor inicial de la relacion de calores ...
    especificos media entre
        % T1 y T2
```

Cálculo de las propiedades del fluido en el compresor y de T_4

La función *airprop.m* calcula las propiedades c_p y γ del gas real aire a la temperatura T y presión p . La función, implementa la herramienta “Thermodynamic models and tools for H₂O, H₂, CO₂ and Air”, creada por Are Mjaavatten. Esta herramienta utiliza el modelo presentado por E. W. Lemmon *et al.* en *Thermodynamic Properties of Air and Mixtures of Nitrogen, Argon, and Oxygen From 60 to 2000 K at Pressures to 2000 MPa*. Este modelo predice con razonable precisión el comportamiento del gas real aire desde 60 hasta 2000 K, y hasta presiones de hasta 2000 MPa. La forma de la función *airprop.m* es la siguiente:

$$[c_p, \gamma] = \text{airprop}(T, p)$$

```

theta = T3/T1;
e = ones(1,100);

for i=1:100
    while e(i) > 0.001 % Calculo iterativo de c_p1, c_p2, T2 y p2
        r(i) = x(i)^(gamma12(i)/(gamma12(i)-1));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);
        p2(i) = p1*r(i);

        gamma12_old = gamma12(i);

        [c_p1, gamma1] = airprop(T1,p1);

        [c_p2(i), gamma2(i)] = airprop(T2(i),p2(i));
        c_p12(i) = (c_p1+c_p2(i))/2;
        gamma12(i) = (gamma1+gamma2(i))/2;
        r(i) = x(i)^(gamma12(i)/(gamma12(i)-1));
        p2(i) = p1*r(i);

        e(i) = abs(gamma12(i)-gamma12_old)/gamma12(i)*100;
    end
end

T4 = T3.*((1-etat)*(1-1./x));

```

Cálculo del dosado mediante la aproximación $T_3 - T_2 = (af + b)$

```

a1 = (550-150)/(0.015-0.0038); % Pendiente del primer tramo (segun la Figura ...
2.25)
a2 = (925-550)/(0.0268-0.015); % Pendiente del segundo tramo (segun la ...
Figura 2.25)
a = (a1+a2)/2; % Media de las pendientes

b = 0; % Ordenada en el origen

for i=1:6
    for j=1:100
        f(i,j) = (T3(i)-T1*(1+(x(j)-1)/etac)-b)/a; % Ecuacion 3.35 de ...
        Horlock [3]
        if f(i,j)<0
            f(i,j)=0;
        end
    end
end

```

Balance estequiométrico de la combustión

```

x_fuel = 1; % De la formula del combustible, CxHy
y_fuel = 4; % De la formula del combustible, CxHy
PM_O = 15.999; % Peso masico del O
PM_N = 14.00674; % Peso masico del N
PM_CH4 = 16.043; % Peso masico del metano
n_O2_est = (x_fuel+y_fuel/4); % mol O2/mol fuel
n_N2_est = n_O2_est*79/21; % mol N2/mol fuel
m_O2_est = n_O2_est*2*PM_O; % kg O2/mol fuel
m_N2_est = n_N2_est*2*PM_N; % kg N2/mol fuel
m_air_est = m_O2_est+m_N2_est; % kg air/mol fuel
f_est = PM_CH4/m_air_est; % kg fuel/kg air. Dosado estequiométrico

```

Balance real de la combustión

```

for i = 1:6
    for j = 1:100
        if f(i,j) > 0
            n(i,j) = f_est/f(i,j); % Coeficiente de exceso de aire
        else
            n(i,j) = 0;
        end
    end
end

% Productos de la combustion: CO2, H2O, N2, O2
n_CO2 = x_fuel; % mol CO2/mol fuel
n_H2O = y_fuel/2; % mol H2O/mol fuel
n_N2 = 79/21*n.* (x_fuel+y_fuel/4); % mol N2/mol fuel
n_O2_humos = (n-1)*(x_fuel+y_fuel/4); % mol O2 humos/mol fuel

for i = 1:6
    for j = 1:100
        if n_N2(i,j) > 1e4
            n_N2(i,j) = 0;
        end
        if (n_O2_humos(i,j) > 1e3 || n_O2_humos(i,j) < 0)
            n_O2_humos(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Cálculo de las propiedades de los productos de la combustión

La función *propHaywood.m* calcula las propiedades c_p (kJ/kgK) y γ de la mezcla de gases de combustión a la temperatura T , considerando que los gases se comportan como gases cuasiperfectos. La función implementa la ecuación (4.39) del libro *Internal Combustion Engine Fundamentals*. La forma de la función *propHaywood.m* es la siguiente:

$$[c_p, \gamma] = \text{propHaywood}(T, p, n_{CO2}, n_{H2O}, n_{N2}, n_{O2_humos})$$

```

p3 = p2-Deltap23*p2;
p4 = p1/(1-Deltap41);

for i = 1:6
    for j = 1:100
        if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_O2_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g(i,j), gamma1g(i,j)] = propHaywood(T1, n_CO2, n_H2O, ...
                n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p3(i,j), gamma3(i,j)] = propHaywood(T3(i), n_CO2, n_H2O, ...
                n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p4(i,j), gamma4(i,j)] = propHaywood(T4(i,j), n_CO2, n_H2O, ...
                n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            c_p13(i,j) = (c_p1g(i,j)+c_p3(i,j))/2;
            c_p34(i,j) = (c_p3(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma34(i,j) = (gamma3(i,j)+gamma4(i,j))/2;
        end
    end
end

```

Cálculo de trabajos específicos del compresor y turbina

```

delta = (gamma34-1)./gamma34*(Deltap23+Deltap41); % Parametro para ...
    cuantificar las perdidas de presion

for i=1:6
    for j=1:100
        if c_p34(i,j) > 0
            n_coef1(i,j) = c_p12(j)/c_p34(i,j);
        else
            n_coef1(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:6
    for j=1:100
        w_c(j) = c_p12(j)*T1*(x(j)-1)/etac;
        if (x(j)>1 & & n_coef1(i,j)>0)
            w_t(i,j) = (1+f(i,j))*etat*c_p12(j)*T3(i)*(1-(1+delta(i,j)) / ...
                x(j)^n_coef1(i,j))/n_coef1(i,j);
        else
            w_t(i,j) = 0;
        end
        if (w_t(i,j) > w_c(j))
            w_u(i,j) = w_t(i,j)-w_c(j); % (kJ/kg). Trabajo específico ...
                util del ciclo
        else
            w_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Cálculo del rendimiento general arbitrario (η_o) a partir de $NDNW$ y $NDHT$

```

alpha = etac*etat*theta; % Parametro alfa
beta = 1+etac*(theta-1); % Parametro beta
for i=1:6
    for j=1:100
        if c_p13(i,j)>0
            n_coef2(i,j) = c_p12(j)/c_p13(i,j);
        else
            n_coef2(i,j) = 0;
        end
        if f(i,j)>0
            NDNW(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(i)*(1-(1+delta(i,j)) / ...
                x(j)^n_coef1(i,j)) - n_coef1(i,j)*(x(j)-1)) / ...
                (n_coef1(i,j)*(beta(i)-1));
            NDHT(i,j) = ((1+f(i,j))*(beta(i)-1)-n_coef2(i,j)*(x(j)-1)) / ...
                (n_coef2(i,j)*(beta(i)-1));
        else
            NDNW(i,j) = 0;
            NDHT(i,j) = 0;
        end
        if NDHT(i,j)>0 & & NDNW(i,j)>0 & & NDNW(i,j)~=-inf & & ...
            NDHT(i,j)~=-inf
            eta_o(i,j) = NDNW(i,j)/NDHT(i,j)*100; % Rendimiento general ...
                arbitrario definido por Horlock [3]
        else
            eta_o(i,j) = -3;
        end
    end
end

```

Representación gráfica de $\eta_o(x)$

```
etaovsx(x, eta_o)
```

Gráfica de η_o en función de T_3

Modelado termodinámico del ciclo $[CBT]_{IG}$. Hipótesis:

1. El aire y los productos de la combustión se comportan como gases cuasiperfectos (c_p y γ dependen de la temperatura).
2. Se consideran propiedades (c_p y γ) medias en el rango de temperatura relevante para cada componente.
3. Eficiencia isentrópica del compresor y turbina: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
4. Coeficiente de pérdida de presión en la cámara de combustión: $\Delta p_{23} = 0,03$.
5. Coeficiente de pérdida de presión a la salida de la turbina: $\Delta p_{41} = 0,03$.
6. Combustible: Metano CH4 (gas) suministrado a 1 bar y 27 °C (300 K).
7. Combustión completa (no se forma CO).
8. No se tiene en cuenta el efecto de la disociación.
9. Las velocidades de los flujos son bajas, y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
10. Pérdidas mecánicas nulas.

Definición de los parámetros del ciclo

```
etat = 0.9; % Rendimiento isentropico de la turbina
etac = 0.9; % Rendimiento isentropico del compresor
Deltap23 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la camara de combustion
Deltap41 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la turbina
PCIO = 50023; % (kJ/kg) Combustible: CH4 (Fuente EES)
T1 = 300; % K
p1 = 1; % bar
T3 = linspace(1123,2473,150); % K
T3_C = T3-273; % C
r = [5, 10, 20, 30, 40, 50];
gamma12 = 1.4*ones(1,6); % Valor inicial de la relacion de calores ...
    especificos media entre
    % T1 y T2
```

Cálculo de las propiedades del fluido en el compresor y de T_4

```
theta = T3/T1;
e = ones(1,6);

for i = 1:6

    while e(i) > 0.001 % Calculo iterativo de c_p1, c_p2, T2 y p2

        x(i) = r(i) ^ ((gamma12(i)-1)/gamma12(i));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);
        p2(i) = p1*r(i);

        gamma12_old = gamma12(i);
```

```

[c_p1, gamma1] = airprop(T1,p1);

[c_p2(i), gamma2(i)] = airprop(T2(i),p2(i));
c_p12(i) = (c_p1+c_p2(i))/2;
gamma12(i) = (gamma1+gamma2(i))/2;
x(i) = r(i)^(gamma12(i)-1)/gamma12(i);
T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);

e(i) = abs(gamma12(i)-gamma12_old)/gamma12(i)*100;
end
end

T4 = T3.* (1- etat*(1- 1./x.'));

```

Cálculo del dosado mediante la aproximación $T_3 - T_2 = (af + b)$

```

a1 = (550-150)/(0.015-0.0038); % Pendiente del primer tramo (según la Figura ...
2.25)
a2 = (925-550)/(0.0268-0.015); % Pendiente del segundo tramo (según la ...
Figura 2.25)
a = (a1+a2)/2; % Media de las pendientes

b = 0; % Ordenada en el origen

for i=1:6
    for j=1:150
        f(i,j) = (T3(j)-T1*(1+(x(i)-1)/etac)-b)/a; % Ecuación 3.35 de ...
        Horlock [3]
        if f(i,j)<0
            f(i,j)=0;
        end
    end
end

```

Balance estequiométrico de la combustión

```

x_fuel = 1; % De la fórmula del combustible, CxHy
y_fuel = 4; % De la fórmula del combustible, CxHy
PM_O = 15.999; % Peso masico del O
PM_N = 14.00674; % Peso masico del N
PM_CH4 = 16.043; % Peso masico del metano
n_O2_est = (x_fuel+y_fuel/4); % mol O2/mol fuel
n_N2_est = n_O2_est*79/21; % mol N2/mol fuel
m_O2_est = n_O2_est*2*PM_O; % kg O2/mol fuel
m_N2_est = n_N2_est*2*PM_N; % kg N2/mol fuel
m_air_est = m_O2_est+m_N2_est; % kg air/mol fuel
f_est = PM_CH4/m_air_est; % kg fuel/kg air. Dosado estequiométrico

```

Balance real de la combustión

```

for i=1:6
    for j=1:150
        if f(i,j)>0
            n(i,j) = f_est/f(i,j); % Coeficiente de exceso de aire
        else
            n(i,j) = 0;
        end
    end

```

```

        end
    end

% Productos de la combustión: CO2, H2O, N2, O2
n_CO2 = x_fuel; % mol CO2/mol fuel
n_H2O = y_fuel/2; % mol H2O/mol fuel
n_N2 = 79/21*n.)*(x_fuel+y_fuel/4); % mol N2/mol fuel
n_O2_humos = (n-1)*(x_fuel+y_fuel/4); % mol O2 humos/mol fuel

for i = 1:6
    for j = 1:150
        if n_N2(i,j) > 1e4
            n_N2(i,j) = 0;
        end
        if (n_O2_humos(i,j) > 1e3 || n_O2_humos(i,j) < 0)
            n_O2_humos(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Cálculo de las propiedades de los productos de la combustión

```

p3 = p2-Deltap23*p2;

p4 = p1/(1-Deltap41);
for i=1:6
    for j=1:150
        if n_N2(i,j) ~= 0 && n_O2_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g(i,j), gamma1g(i,j)] = propHaywood(T1, n_CO2, n_H2O, ...
                n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p3(i,j), gamma3(i,j)] = propHaywood(T3(j), n_CO2, n_H2O, ...
                n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p4(i,j), gamma4(i,j)] = propHaywood(T4(i,j), n_CO2, n_H2O, ...
                n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            c_p13(i,j) = (c_p1g(i,j)+c_p3(i,j))/2;
            c_p34(i,j) = (c_p3(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma34(i,j) = (gamma3(i,j)+gamma4(i,j))/2;
        end
    end
end

```

Cálculo de trabajos específicos del compresor y turbina

```

delta = (gamma34-1)./gamma34*(Deltap23+Deltap41); % Parametro para ...
    cuantificar las perdidas de presion

for i=1:6
    for j=1:150
        if c_p34(i,j) > 0
            n_coef1(i,j) = c_p12(i)/c_p34(i,j);
        else
            n_coef1(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:6
    for j=1:150
        w_c(i) = c_p12(i)*T1*(x(i)-1)/etac;
        if (x(i)>1 & & n_coef1(i,j)>0)
            w_t(i,j) = (1+f(i,j))*etat*c_p12(i)*T3(j)*(1-(1+delta(i,j)) / ...
                x(i)^n_coef1(i,j))/n_coef1(i,j);
        else

```

```

        w_t(i,j) = 0;
    end
    if (w_t(i,j) > w_c(i))
        w_u(i,j) = w_t(i,j)-w_c(i); % (kJ/kg). Trabajo específico ...
        util del ciclo
    else
        w_u(i,j) = 0;
    end
end
end

```

Cálculo del rendimiento general arbitrario (η_o) a partir de $NDNW$ y $NDHT$

```

alpha = etac*etat*theta; % Parametro alfa
beta = 1+etac*(theta-1); % Parametro beta
for i=1:6
    for j=1:150
        if c_p13(i,j)>0
            n_coef2(i,j) = c_p12(i)/c_p13(i,j);
        else
            n_coef2(i,j) = 0;
        end
        if f(i,j)>0
            NDNW(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(j)*(1-(1+delta(i,j)) / ...
                x(i)^n_coef1(i,j))-n_coef1(i,j)*(x(i)-1)) / ...
                (n_coef1(i,j)*(beta(j)-1));
            NDHT(i,j) = ((1+f(i,j))*(beta(j)-1)-n_coef2(i,j)*(x(i)-1)) / ...
                (n_coef2(i,j)*(beta(j)-1));
        else
            NDNW(i,j) = 0;
            NDHT(i,j) = 0;
        end
        if NDHT(i,j)>0 && NDNW(i,j)>0 && NDNW(i,j) ~= inf && ...
            NDHT(i,j) ~= inf
            eta_o(i,j) = NDNW(i,j)/NDHT(i,j)*100; % Rendimiento general ...
            arbitrario definido por Horlock [3]
        else
            w = j-1;
            eta_o(i,j) = eta_o(i,w);
        end
    end
end

```

Representación gráfica de $\eta_o(T3)$

```
etaovsT3(T3_C,eta_o)
```

Gráfica de η_o en función de w_u

Modelado termodinámico del ciclo $[CBT]_{IG}$. Hipótesis:

1. El aire y los productos de la combustión se comportan como gases cuasiperfectos (c_p y γ dependen de la temperatura).
2. Se consideran propiedades (c_p y γ) medias en el rango de temperatura relevante para cada componente.
3. Eficiencia isentrópica del compresor y turbina: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.

4. Coeficiente de pérdida de presión en la cámara de combustión: $\Delta p_{23} = 0,03$.
5. Coeficiente de pérdida de presión a la salida de la turbina: $\Delta p_{41} = 0,03$.
6. Combustible: Metano CH4 (gas) suministrado a 1 bar y 27 °C (300 K).
7. Combustión completa (no se forma CO).
8. No se tiene en cuenta el efecto de la disociación.
9. Las velocidades de los flujos son bajas, y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
10. Pérdidas mecánicas nulas.

Definición de los parámetros del ciclo

```

etat = 0.9; % Rendimiento isentropico de la turbina
etac = 0.9; % Rendimiento isentropico del compresor
Deltap23 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la camara de combustion
Deltap41 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la turbina
PCIO = 50023; % (kJ/kg) Combustible: CH4 (Fuente EES)
T1 = 300; % K
p1 = 1; % bar
T3 = linspace(1123,2073,20); % K
r = 4:4:60;
gamma12 = 1.4*ones(1,15); % Valor inicial de la relacion de calores ...
    especificos media entre
        % T1 y T2

```

Cálculo de las propiedades del fluido en el compresor y de T_4

```

theta = T3/T1;
e = ones(1,15);

for i=1:15
    while e(i) > 0.001 % Calculo iterativo de c_p1, c_p2, T2 y p2
        x(i) = r(i) ^ ((gamma12(i)-1)/gamma12(i));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);
        p2(i) = p1*r(i);

        gamma12_old = gamma12(i);

        [c_p1, gamma1] = airprop(T1,p1);

        [c_p2(i), gamma2(i)] = airprop(T2(i),p2(i));
        c_p12(i) = (c_p1+c_p2(i))/2;
        gamma12(i) = (gamma1+gamma2(i))/2;
        x(i) = r(i) ^ ((gamma12(i)-1)/gamma12(i));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);

        e(i) = abs(gamma12(i)-gamma12_old)/gamma12(i)*100;
    end
end

T4 = T3.*((1-etat*(1-1./x)));

```

Cálculo del dosado mediante la aproximación $T_3 - T_2 = (af + b)$

```

a1 = (550-150)/(0.015-0.0038); % Pendiente del primer tramo (segun la Figura ...
    2.25)

```

```

a2 = (925-550)/(0.0268-0.015); % Pendiente del segundo tramo (segun la ...
    Figura 2.25)
a = (a1+a2)/2; % Media de las pendientes

b = 0; % Ordenada en el origen

for i=1:20
    for j=1:15
        f(i,j) = (T3(i)-T1*(1+(x(j)-1)/etac)-b)/a; % Ecuacion 3.35 de ...
            Horlock [3]
        if f(i,j)<0
            f(i,j)=0;
        end
    end
end

```

Balance estequiométrico de la combustión

```

x_fuel = 1; % De la formula del combustible, CxHy
y_fuel = 4; % De la formula del combustible, CxHy
PM_O = 15.999; % Peso masico del O
PM_N = 14.00674; % Peso masico del N
PM_CH4 = 16.043; % Peso masico del metano
n_O2_est = (x_fuel+y_fuel/4); % mol O2/mol fuel
n_N2_est = n_O2_est*79/21; % mol N2/mol fuel
m_O2_est = n_O2_est*2*PM_O; % kg O2/mol fuel
m_N2_est = n_N2_est*2*PM_N; % kg N2/mol fuel
m_air_est = m_O2_est+m_N2_est; % kg air/mol fuel
f_est = PM_CH4/m_air_est; % kg fuel/kg air. Dosado estequiométrico

```

Balance real de la combustión

```

for i=1:20
    for j=1:15
        if f(i,j)>0
            n(i,j) = f_est/f(i,j); % Coeficiente de exceso de aire
        else
            n(i,j) = 0;
        end
    end
end

% Productos de la combustion: CO2, H2O, N2, O2
n_CO2 = x_fuel; % mol CO2/mol fuel
n_H2O = y_fuel/2; % mol H2O/mol fuel
n_N2 = 79/21*n.* (x_fuel+y_fuel/4); % mol N2/mol fuel
n_O2_humos = (n-1)*(x_fuel+y_fuel/4); % mol O2 humos/mol fuel

for i=1:20
    for j=1:15
        if n_N2(i,j)>1e4
            n_N2(i,j)=0;
        end
        if (n_O2_humos(i,j)>1e3 || n_O2_humos(i,j)<0)
            n_O2_humos(i,j)=0;
        end
    end
end

```

Cálculo de las propiedades de los productos de la combustión

```

p3 = p2-Deltap23*p2;

p4 = p1/(1-Deltap41);
for i=1:20
    for j=1:15
        if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_02_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g(i,j), gamma1g(i,j)] = propHaywood(T1, n_CO2, n_H2O, ...
                n_N2(i,j), n_02_humos(i,j));
            [c_p3(i,j), gamma3(i,j)] = propHaywood(T3(i), n_CO2, n_H2O, ...
                n_N2(i,j), n_02_humos(i,j));
            [c_p4(i,j), gamma4(i,j)] = propHaywood(T4(i,j), n_CO2, n_H2O, ...
                n_N2(i,j), n_02_humos(i,j));
            c_p13(i,j) = (c_p1g(i,j)+c_p3(i,j))/2;
            c_p34(i,j) = (c_p3(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma34(i,j) = (gamma3(i,j)+gamma4(i,j))/2;
        end
    end
end

```

Cálculo de trabajos específicos del compresor y turbina

```

delta = (gamma34-1)./gamma34*(Deltap23+Deltap41); % Parametro para ...
    cuantificar las perdidas de presion

for i=1:20
    for j=1:15
        if c_p34(i,j) > 0
            n_coef1(i,j) = c_p12(j)/c_p34(i,j);
        else
            n_coef1(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:20
    for j=1:15
        w_c(j) = c_p12(j)*T1*(x(j)-1)/etac;
        if (x(j)>1 & & n_coef1(i,j)>0)
            w_t(i,j) = (1+f(i,j))*etat*c_p12(j)*T3(i)*(1-(1+delta(i,j)) / ...
                x(j)^n_coef1(i,j))/n_coef1(i,j);
        else
            w_t(i,j) = 0;
        end
        if (w_t(i,j) > w_c(j))
            w_u(i,j) = w_t(i,j)-w_c(j); % (kJ/kg). Trabajo específico ...
                util del ciclo
        else
            w_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Cálculo del rendimiento general arbitrario (η_o) a partir de $NDNW$ y $NDHT$

```

alpha = etac*etat*theta; % Parametro alfa
beta = 1+etac*(theta-1); % Parametro beta
for i=1:20
    for j=1:15
        if c_p13(i,j)>0
            n_coef2(i,j) = c_p12(j)/c_p13(i,j);
        else

```

```

    n_coef2(i,j) = 0;
end
if f(i,j) > 0
    NDNW(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(i)*(1-(1+delta(i,j)) / ...
        x(j)^n_coef1(i,j))-n_coef1(i,j)*(x(j)-1)) / ...
        (n_coef1(i,j)*(beta(i)-1));
    NDHT(i,j) = ((1+f(i,j))*(beta(i)-1)-n_coef2(i,j)*(x(j)-1)) / ...
        (n_coef2(i,j)*(beta(i)-1));
else
    NDNW(i,j) = 0;
    NDHT(i,j) = 0;
end
if NDHT(i,j) > 0 & & NDNW(i,j) > 0 & & NDNW(i,j) ~= inf & & ...
    NDHT(i,j) ~= inf
    eta_o(i,j) = NDNW(i,j)/NDHT(i,j)*100; % Rendimiento general ...
        arbitrario definido por Horlock [3]
else
    eta_o(i,j) = -3;
end
end
end

```

Representación gráfica de $\eta_o(w_u)$

```

etaovswu(w_u, eta_o, w_u(1,:), eta_o(1,:), w_u(5,:), eta_o(5,:), ...
w_u(10,:), eta_o(10,:), w_u(15,:), eta_o(15,:), w_u(20,:), eta_o(20,:))

```

Análisis del ciclo de aire estándar irreversible con refrigeración en una etapa

Gráfica de η en función de x

Modelado termodinámico del ciclo $[CHT]_{IC1}$. Hipótesis:

1. El fluido de trabajo (aire estándar) se comporta como un gas cuasiperfecto con calores específicos variables con la temperatura.
2. Se consideran calores específicos medios para los rangos de temperatura relevantes.
3. Se sustituyen los procesos de combustión y rechazo de calor a la atmósfera por uno de adición de calor y otro de rechazo de calor respectivamente, ambos en intercambiadores de calor.
4. Las velocidades de los flujos son bajas, y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
5. No existen pérdidas de carga en los conductos ni en los componentes.
6. Los procesos de compresión y expansión se consideran adiabáticos pero no reversibles. El rendimiento isentrópico del compresor y la turbina es: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
7. Pérdidas mecánicas nulas.

Hipótesis relacionadas con la refrigeración:

1. La refrigeración es de tipo mixto mediante aire; primero se refrigerará el interior del álabe y posteriormente se descarga el aire a través de orificios. Además, se conoce la fracción de aire de refrigeración, ψ .
2. La fracción de refrigeración ψ es conocida y varía de forma lineal con la temperatura máxima, siendo: $\psi = 0,05$ a $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\psi = 0,075$ a $1400\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\psi = 0,1$ a $1600\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\psi = 0,125$ a $1800\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $\psi = 0,15$ a $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$.
3. El aire de refrigeración se mezcla completa y adiabáticamente con la corriente principal, a presión estática constante y número de Mach bajo (y por tanto a presión de remanso constante).

Definición de los parámetros de los ciclos

```
etac = 0.9;
etat = 0.9;
T1 = 300; % K (27 C)
T3 = [1473, 1673, 1873, 2073, 2273]; % K
theta = T3/T1; % Relacion de temperatura maxima y minima del ciclo
psi = [0.05, 0.075, 0.1, 0.125, 0.15]; % Fracciones de aire de refrigeracion
x = linspace(1,5,100); % Relacion de temperaturas isentropicas (T2s/T1 = ...
    T3/T4s)
alpha = etac*etat*theta;
beta = 1 + etac*(theta-1);
```

Cálculo de las temperaturas y los calores específicos en los estados 1, 2, 3 y 4

```

T4 = T3 .* (1 - etat * (1 - 1 ./ x));
c_p1 = IdealgasProp('air', 'T', 'cp', T1);
c_v1 = IdealgasProp('air', 'T', 'cv', T1);
for j = 1:100
    T2(j) = T1 * (1 + (x(j) - 1) / etac);
    c_p2(j) = IdealgasProp('air', 'T', 'cp', T2(j));
    c_v2(j) = IdealgasProp('air', 'T', 'cv', T2(j));
    c_p12(j) = (c_p1 + c_p2(j)) / 2;
    c_v12(j) = (c_v1 + c_v2(j)) / 2;
    gamma12(j) = c_p12(j) / c_v12(j);
    r(j) = x(j)^(gamma12(j) / (gamma12(j) - 1));
end

for j = 1:100
    for i = 1:5
        c_p3(i) = IdealgasProp('air', 'T', 'cp', T3(i));
        c_p4(i, j) = IdealgasProp('air', 'T', 'cp', T4(i, j));
        c_p34(i, j) = (c_p3(i) + c_p4(i, j)) / 2;
    end
end

```

Definición del rendimiento térmico

```

epsilon = 1 - (etac * etat) ./ x - etat + etat ./ x; % Parametro epsilon

for i = 1:5
    for j = 1:100
        eta_IU(i, j) = ((alpha(i) - x(j)) * (1 - 1 / x(j))) / (beta(i) - x(j)) * 100;
        if eta_IU(i, j) < 0 || eta_IU(i, j) > 100
            eta_IU(i, j) = -1; % Elimina los valores sin sentido
        end
        if j > 1 && eta_IU(i, j - 1) < 0
            eta_IU(i, j) = -1;
        end
        eta_IC1(i, j) = eta_IU(i, j) - (psi(i) * epsilon(j) * (x(j) - 1)) / ...
            (beta(i) - x(j)) * 100;
        if eta_IC1(i, j) < 0 || eta_IC1(i, j) >= 100
            eta_IC1(i, j) = -1; % Elimina los valores sin sentido
        end
        if j > 1 && eta_IC1(i, j - 1) < 0
            eta_IC1(i, j) = -1;
        end
    end
end

```

Representación gráfica de $\eta(x)$

```

x_aux1 = x(1:73);
x_aux2 = x(1:85);
x_aux3 = x(1:95);
eta_aux1 = zeros(4, 73);
eta_aux2 = zeros(4, 85);
eta_aux3 = zeros(4, 95);
eta_aux1(1, :) = eta_IC1(1, 1:73);
eta_aux2(1, :) = eta_IC1(2, 1:85);
eta_aux1(2, :) = eta_IU(1, 1:73);

```

```

eta_aux2(2,:) = eta_IU(2,1:85);
eta_aux3(1,:) = eta_IC1(3,1:95);
eta_aux3(2,:) = eta_IU(3,1:95);

eta_matrix(1,:) = eta_IC1(4,:);
eta_matrix(2,:) = eta_IC1(5,:);
eta_matrix(3,:) = eta_IU(4,:);
eta_matrix(4,:) = eta_IU(5,:);

etavsx_ae_ref(x_aux1, eta_aux1, x_aux2, eta_aux2, x_aux3, eta_aux3, x, ...
    eta_matrix)

```

Gráfica de η en función de T_3

Modelado termodinámico del ciclo $[CHT]_{IC1}$. Hipótesis:

1. El fluido de trabajo (aire estándar) se comporta como un gas cuasiperfecto con calores específicos variables con la temperatura.
2. Se consideran calores específicos medios para los rangos de temperatura relevantes.
3. Se sustituyen los procesos de combustión y rechazo de calor a la atmósfera por uno de adición de calor y otro de rechazo de calor respectivamente, ambos en intercambiadores de calor.
4. Las velocidades de los flujos son bajas, y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
5. No existen pérdidas de carga en los conductos ni en los componentes.
6. Los procesos de compresión y expansión se consideran adiabáticos pero no reversibles. El rendimiento isentrópico del compresor y la turbina es: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
7. Pérdidas mecánicas nulas.

Hipótesis relacionadas con la refrigeración:

1. La refrigeración es de tipo mixto mediante aire; primero se refrigerará el interior del álabe y posteriormente se descarga el aire a través de orificios. Además, se conoce la fracción de aire de refrigeración, ψ .
2. La fracción de refrigeración ψ es conocida y varía de forma lineal con la temperatura máxima, siendo: $\psi = 0,05$ a $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\psi = 0,075$ a $1400\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\psi = 0,1$ a $1600\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\psi = 0,125$ a $1800\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $\psi = 0,15$ a $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$.
3. El aire de refrigeración se mezcla completa y adiabáticamente con la corriente principal, a presión estática constante y número de Mach bajo (y por tanto a presión de remanso constante).

Definición de los parámetros de los ciclos

```

etac = 0.9;
etat = 0.9;
T1 = 300; % K (27 C)
T3 = linspace(1473,2273,100); % K
theta = T3/T1; % Relacion de temperatura maxima y minima del ciclo
T3_C = T3-273; % C
% psi = linspace(0.05,0.15,100); % Fracciones de aire de refrigeracion
psi = 0.1;

```

```

| r = [30, 40, 50];
alpha = etac*etat*theta;
beta = 1+etac*(theta-1);
gamma12 = 1.4*ones(1,3); % Valor inicial para gamma12

```

Cálculo de las temperaturas y los calores específicos en los estados 1, 2, 3 y 4

```

c_p1 = IdealgasProp('air','T','cp',T1);
c_v1 = IdealgasProp('air','T','cv',T1);
gamma1 = c_p1/c_v1;

e = ones(1,3);

for i=1:3

    while e(i) > 0.001 % Calculo iterativo de T2, c_p2 y gamma2

        x(i) = r(i)^(((gamma12(i)-1)/gamma12(i)));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);

        gamma12_old = gamma12(i);

        c_p2(i) = IdealgasProp('air','T','cp',T2(i));
        c_v2(i) = IdealgasProp('air','T','cv',T2(i));
        gamma2(i) = c_p2(i)/c_v2(i);
        c_p12(i) = (c_p1+c_p2(i))/2;
        gamma12(i) = (gamma1+gamma2(i))/2;
        x(i) = r(i)^(((gamma12(i)-1)/gamma12(i)));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);

        e(i) = abs(gamma12(i)-gamma12_old)/gamma12(i)*100;
    end
end
T4 = T3.*((1-etat*(1-1./x.')));
for j=1:100
    for i=1:3
        c_p3(j) = IdealgasProp('air','T','cp',T3(j));
        c_p4(i,j) = IdealgasProp('air','T','cp',T4(i,j));
        c_p34(i,j) = (c_p3(j)+c_p4(i,j))/2;
    end
end

```

Definición del rendimiento térmico

```

epsilon = 1-(etac*etat)./x-etat.+etat./x; % Parametro epsilon

for i=1:3
    for j=1:100
        eta_IU(i,j) = ((alpha(j)-x(i))*(1-1/x(i)))/(beta(j)-x(i))*100;
        if eta_IU(i,j)<0 || eta_IU(i,j)>100
            eta_IU(i,j) = -1; % Elimina los valores sin sentido
        end
        if j>1 && eta_IU(i,j-1)<0
            eta_IU(i,j) = -1;
        end
        eta_IC1(i,j) = ...
            eta_IU(i,j)-(psi*epsilon(i)*(x(i)-1))/(beta(j)-x(i))*100;
        if eta_IC1(i,j)<0 || eta_IC1(i,j)>=100
            eta_IC1(i,j) = -1; % Elimina los valores sin sentido
        end
        if j>1 && eta_IC1(i,j-1)<0
            eta_IC1(i,j) = -1;
        end
    end
end

```

```
    end  
end  
end
```

Representación gráfica de $\eta(x)$

```
eta = zeros(6,100);  
for i=1:6  
    if i<=3  
        eta(i,:) = eta_IC1(i,:);  
    else  
        eta(i,:) = eta_IU(i-3,:);  
    end  
end  
etavsT3_ae_ref(T3_C,eta)
```

Análisis de una TG de ciclo abierto con refrigeración en la primera corona de NGV. Modelo de Horlock

Gráfica de η_o en función de x

Modelado termodinámico del ciclo $[CBT]_{IC1}$. Hipótesis:

1. El aire y los productos de la combustión se comportan como gases cuasiperfectos (c_p y γ dependen de la temperatura).
2. Se consideran propiedades (c_p y γ) medias en el rango de temperatura relevante para cada componente.
3. Eficiencia isentrópica del compresor y turbina: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
4. Coeficiente de pérdida de presión en la cámara de combustión: $\Delta p_{23} = 0,03$.
5. Coeficiente de pérdida de presión a la salida de la turbina: $\Delta p_{41} = 0,03$.
6. Combustible: Metano CH4 (gas) suministrado a 1 bar y 27 °C (300 K).
7. Combustión completa (no se forma CO).
8. No se tiene en cuenta el efecto de la disociación.
9. Las velocidades de los flujos son bajas, y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
10. Pérdidas mecánicas nulas.

Hipótesis relacionadas con la refrigeración:

1. La fracción de refrigeración ψ es conocida y varía de forma lineal con la temperatura máxima, siendo: $\psi = 0,05$ a 1200 °C, $\psi = 0,075$ a 1400 °C, $\psi = 0,1$ a 1600 °C, $\psi = 0,125$ a 1800 °C y $\psi = 0,15$ a 2000 °C.
2. El coeficiente de pérdida de presión total κ a través de la corona de NGV es conocido: $\kappa = 0,07$.

Definición de los parámetros del ciclo

```
etat = 0.9; % Rendimiento isentropico de la turbina
etac = 0.9; % Rendimiento isentropico del compresor
Deltap23 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la camara de combustion
Deltap41 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la turbina
kappa = 0.07; % Coeficiente de perdidas de presion en la corona de NGV ...
    debido a la refrigeracion
PCIO = 50023; % (kJ/kg) Combustible: CH4 (Fuente EES)
T1 = 300; % K
p1 = 1; % bar
T3 = [1473, 1673, 1873, 2073, 2273]; % K
psi = [0.05, 0.075, 0.1, 0.125, 0.15]; % Fracciones de aire de refrigeracion
x = linspace(1,5,100);
gamma12 = 1.4*ones(1,100); % Valor inicial de la relacion de calores ...
    especificos media entre T1 y T2
```

Cálculo de las propiedades del fluido en el compresor y de T_4

```

theta = T3/T1;
e = ones(1,100);

for i=1:100
    while e(i) > 0.001 % Calculo iterativo de c_p1, c_p2, T2 y p2
        r(i) = x(i)^(gamma12(i)/(gamma12(i)-1));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);
        p2(i) = p1*r(i);

        gamma12_old = gamma12(i);

        [c_p1, gamma1] = airprop(T1,p1);

        [c_p2(i), gamma2(i)] = airprop(T2(i),p2(i));
        c_p12(i) = (c_p1+c_p2(i))/2;
        gamma12(i) = (gamma1+gamma2(i))/2;
        r(i) = x(i)^(gamma12(i)/(gamma12(i)-1));
        p2(i) = p1*r(i);

        e(i) = abs(gamma12(i)-gamma12_old)/gamma12(i)*100;
    end
end

T4_u = T3.*((1-etat*(1-1./x))); % Temperatura T4 del ciclo no refrigerado

```

Cálculo del dosado mediante la aproximación $T_3 - T_2 = (af + b)$

```

a1 = (550-150)/(0.015-0.0038); % Pendiente del primer tramo (según la Figura ...
2.25)
a2 = (925-550)/(0.0268-0.015); % Pendiente del segundo tramo (según la ...
Figura 2.25)
a = (a1+a2)/2; % Media de las pendientes

b = 0; % Ordenada en el origen

for i=1:5
    for j=1:100
        f(i,j) = (T3(i)-T1*(1+(x(j)-1)/etac)-b)/a; % Ecuación 3.35 de ...
        Horlock [3]
        if f(i,j)<0
            f(i,j)=0;
        end
    end
end

```

Balance estequiométrico de la combustión

```

x_fuel = 1; % De la fórmula del combustible, CxHy
y_fuel = 4; % De la fórmula del combustible, CxHy
PM_O = 15.999; % Peso masico del O
PM_N = 14.00674; % Peso masico del N
PM_CH4 = 16.043; % Peso masico del metano
n_O2_est = (x_fuel+y_fuel/4); % mol O2/mol fuel
n_N2_est = n_O2_est*79/21; % mol N2/mol fuel
m_O2_est = n_O2_est*2*PM_O; % kg O2/mol fuel
m_N2_est = n_N2_est*2*PM_N; % kg N2/mol fuel
m_air_est = m_O2_est+m_N2_est; % kg air/mol fuel
f_est = PM_CH4/m_air_est; % kg fuel/kg air. Dosado estequiométrico

```

Balance real de la combustión

```
for i = 1:5
    for j = 1:100
        if f(i,j) > 0
            n(i,j) = f_est/f(i,j); % Coeficiente de exceso de aire
        else
            n(i,j) = 0;
        end
    end
end

% Productos de la combustion: CO2, H2O, N2, O2
n_CO2 = x_fuel; % mol CO2/mol fuel
n_H2O = y_fuel/2; % mol H2O/mol fuel
n_N2 = 79/21*n.* (x_fuel+y_fuel/4); % mol N2/mol fuel
n_O2_humos = (n-1)*(x_fuel+y_fuel/4); % mol O2 humos/mol fuel

for i = 1:5
    for j = 1:100
        if n_N2(i,j) > 1e4
            n_N2(i,j) = 0;
        end
        if (n_O2_humos(i,j) > 1e3 || n_O2_humos(i,j) < 0)
            n_O2_humos(i,j) = 0;
        end
    end
end
```

Cálculo de las propiedades de los productos de la combustión

La función *mezclamezclagasprop.m* calcula las propiedades c_p (kJ/kgK) y γ de la mezcla de productos de la combustión y aire de refrigeración. La función tiene como subrutinas las funciones *propHaywood_n.m* y *airprop_n.m*. La forma de la función *mezclamezclagasprop.m* es la siguiente:

$$[c_p, \gamma] = \text{mezclamezclagasprop}(T, p, n_{CO2}, n_{H2O}, n_{N2}, n_{O2_humos}, \psi)$$

La función *propHaywood_n.m* calcula las propiedades c_p (kJ/kmolK) y el peso molecular (PM) de la mezcla de gases de combustión a la temperatura T , considerando que los gases se comportan como gases cuasiperfectos. La función implementa la ecuación (4.39) del libro *Internal Combustion Engine Fundamentals*. La forma de la función *propHaywood_n.m* es la siguiente:

$$[c_p, PM] = \text{propHaywood}_n(T, n_{CO2}, n_{H2O}, n_{N2}, n_{O2_humos})$$

La función *airprop_n.m* calcula las propiedades c_p (kJ/kmolK) y el peso molecular (PM) del gas real aire a la temperatura T y presión p . La función implementa el mismo modelo que *airprop.m*. La forma de la función *airprop_n.m* es la siguiente:

$$[c_p, PM] = \text{airprop}_n(T, p)$$

```

p3 = p2-Deltap23*p2; % p3 ambos ciclos
p4 = p1/(1-Deltap41); % p4 ambos ciclos

for i=1:5 % Propiedades ciclo no refrigerado
    for j=1:100
        if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_O2_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g_u(i,j), gamma1g_u(i,j)] = propHaywood(T1, n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p3_u(i,j), gamma3_u(i,j)] = propHaywood(T3(i), n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p4_u(i,j), gamma4_u(i,j)] = propHaywood(T4_u(i,j), ...
                n_CO2, n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            c_p13_u(i,j) = (c_p1g_u(i,j)+c_p3_u(i,j))/2;
            c_p34_u(i,j) = (c_p3_u(i,j)+c_p4_u(i,j))/2;
            gamma34_u(i,j) = (gamma3_u(i,j)+gamma4_u(i,j))/2;
        end
    end
end

for i=1:5 % p5 ciclo refrigerado
    for j=1:100
        p5(i,j) = p3(j)/(1+kappa*psi(i));
    end
end

T5 = T3.*ones(1,100); % Vector de T5 supuesto
c_p5g = zeros(5,100);
c_p5c = zeros(5,100);
e = ones(5,100);

for i=1:5 % Propiedades ciclo refrigerado
    for j=1:100
        while e(i,j) > 0.001
            T5_old(i,j) = T5(i,j);

            if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_O2_humos(i,j) ~= 0
                [c_p5g(i,j), gamma5g(i,j)] = propHaywood(T5(i,j), n_CO2, ...
                    n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
                [c_p5c(i,j), gamma5c(i,j)] = airprop(T5(i,j),p5(i,j));
                [c_p5_alt(i,j), gamma5(i,j)] = mezclagasprom(T5(i,j), ...
                    p5(i,j), n_CO2, n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), ...
                    psi(i));
            end
            T5(i,j) = (T3(i)*c_p3_u(i,j) + psi(i)*c_p2(j)*T2(j)) / ...
                (c_p5g(i,j) + psi(i)*c_p5c(i,j));
            c_p5(i,j) = (c_p5g(i,j)+psi(i)*c_p5c(i,j))/(1+psi(i));
            e(i,j) = abs((T5(i,j)-T5_old(i,j))/T5(i,j)*100);
        end
    end
end

for i=1:5 % T4 ciclo refrigerado
    for j=1:100
        T4(i,j) = T5(i,j)*(1-estat*(1-1/x(j)));
    end
end

for i=1:5 % Propiedades ciclo refrigerado
    for j=1:100
        if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_O2_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g(i,j), gamma1g(i,j)] = mezclagasprom(T1, p1, n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), psi(i));
            [c_p3(i,j), gamma3(i,j)] = mezclagasprom(T3(i), p3(j), n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), psi(i));
            [c_p4(i,j), gamma4(i,j)] = mezclagasprom(T4(i,j), p4, n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), psi(i));
            c_p13(i,j) = (c_p1g(i,j)+c_p3(i,j))/2;
            c_p34(i,j) = (c_p3(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma34(i,j) = (gamma3(i,j)+gamma4(i,j))/2;
            c_p54(i,j) = (c_p5(i,j)+c_p4(i,j))/2;
        end
    end
end

```

```

        gamma54(i,j) = (gamma5(i,j)+gamma4(i,j))/2;
    end
end

```

Cálculo de trabajos específicos del compresor y turbina

```

Deltap35 = kappa*psi;

for i=1:5 % Perdidas de presion ciclo refrigerado
    for j=1:100
        delta(i,j) = (gamma54(i,j)-1)/gamma54(i,j)*(Deltap23+Deltap41 + ...
                    Deltap35(i));
    end
end

delta_u = (gamma34_u-1)./gamma34_u*(Deltap23+Deltap41); % Perdidas de ...
% presion ciclo no refrigerado

for i=1:5 % Coeficiente n del ciclo refrigerado
    for j=1:100
        if c_p54(i,j) > 0
            n_coef1(i,j) = c_p12(j)/c_p54(i,j);
        else
            n_coef1(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:5 % Coeficiente n del ciclo no refrigerado
    for j=1:100
        if c_p34_u(i,j) > 0
            n_coef1_u(i,j) = c_p12(j)/c_p34_u(i,j);
        else
            n_coef1_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:5 % Ciclo no refrigerado
    for j=1:100
        w_c(j) = c_p12(j)*T1*(x(j)-1)/etac;
        if (n_coef1_u(i,j)>0)
            w_t_u(i,j) = ...
                (1+f(i,j))*etat*c_p12(j)*T3(i)*(1-(1+delta_u(i,j)) / ...
                x(j)^n_coef1_u(i,j))/n_coef1_u(i,j);
        else
            w_t_u(i,j) = 0;
        end
        if w_t_u(i,j)>=0
            w_u_u(i,j) = w_t_u(i,j)-w_c(j); % (kJ/kg). Trabajo ...
            especifico util del ciclo no refrigerado
        else
            w_u_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:5 % Ciclo refrigerado
    for j=1:100
        if (n_coef1(i,j)>0)
            w_t(i,j) = (1+f(i,j))*etat*c_p12(j)*T5(i,j)*(1-(1+delta(i,j)) ...
            / x(j)^n_coef1(i,j))/n_coef1(i,j);
        else
            w_t(i,j) = 0;
        end
        if (w_t(i,j) > w_c(j))
            w_u(i,j) = w_t(i,j)-w_c(j); % (kJ/kg). Trabajo especifico ...
            util del ciclo refrigerado
        else
            w_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

```

        else
            w_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Cálculo del rendimiento general arbitrario (η_o) a partir de $NDNW$ y $NDHT$

```

alpha = etac*etat*theta; % Parametro alfa
beta = 1+etac*(theta-1); % Parametro beta

for i=1:5 % Ciclo no refrigerado
    for j=1:100
        if c_p13_u(i,j)>0
            n_coef2_u(i,j) = c_p12(j)/c_p13_u(i,j);
        else
            n_coef2_u(i,j) = 0;
        end
        if f(i,j)>0
            NDNW_u(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(i)*(1-(1+delta_u(i,j)) / ...
                x(j)^n_coef1_u(i,j))-n_coef1_u(i,j)*(x(j)-1)) / ...
                (n_coef1_u(i,j)*(beta(i)-1));
            NDHT_u(i,j) = ...((1+f(i,j))*(beta(i)-1)-n_coef2_u(i,j)*(x(j)-1)) / ...
                (n_coef2_u(i,j)*(beta(i)-1));
        else
            NDNW_u(i,j) = 0;
            NDHT_u(i,j) = 0;
        end
        if NDHT_u(i,j)>0 && NDNW_u(i,j)>0 && NDNW_u(i,j) ~= inf && ...
            NDHT_u(i,j) ~= inf
            eta_o_u(i,j) = NDNW_u(i,j)/NDHT_u(i,j)*100; % Rendimiento ...
                general arbitrario ciclo no refrigerado
        else
            eta_o_u(i,j) = -3;
        end
    end
end

for i=1:5 % Ciclo refrigerado
    for j=1:100
        if c_p13(i,j)>0
            n_coef2(i,j) = c_p12(j)/c_p13(i,j);
        else
            n_coef2(i,j) = 0;
        end
        if f(i,j)>0
            NDNW(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(i)*(1-(1+delta(i,j)) / ...
                x(j)^n_coef1(i,j))-n_coef1(i,j)*(x(j)-1)) / ...
                (n_coef1(i,j)*(beta(i)-1));
            NDHT(i,j) = ((1+f(i,j))*(beta(i)-1)-n_coef2(i,j)*(x(j)-1)) / ...
                (n_coef2(i,j)*(beta(i)-1));
        else
            NDNW(i,j) = 0;
            NDHT(i,j) = 0;
        end
        if NDHT(i,j)>0 && NDNW(i,j)>0 && NDNW(i,j) ~= inf && ...
            NDHT(i,j) ~= inf
            eta_o(i,j) = NDNW(i,j)/NDHT(i,j)*100; % Rendimiento general ...
                arbitrario ciclo refrigerado
        else
            eta_o(i,j) = -3;
        end
    end
end

```

Representación gráfica de $\eta_o(x)$

```

eta_o_matrix = zeros(10,100);
for i=1:10
    if i<=5
        eta_o_matrix(i,:) = eta_o(i,:);
    else
        eta_o_matrix(i,:) = eta_o_u(i-5,:);
    end
end
etaovsx_ref(x, eta_o_matrix)

```

Gráfica de η_o en función de T_3

Modelado termodinámico del ciclo $[CBT]_{IC1}$. Hipótesis:

1. El aire y los productos de la combustión se comportan como gases cuasiperfectos (c_p y γ dependen de la temperatura).
2. Se consideran propiedades (c_p y γ) medias en el rango de temperatura relevante para cada componente.
3. Eficiencia isentrópica del compresor y turbina: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
4. Coeficiente de pérdida de presión en la cámara de combustión: $\Delta p_{23} = 0,03$.
5. Coeficiente de pérdida de presión a la salida de la turbina: $\Delta p_{41} = 0,03$.
6. Combustible: Metano CH4 (gas) suministrado a 1 bar y 27 °C (300 K).
7. Combustión completa (no se forma CO).
8. No se tiene en cuenta el efecto de la disociación.
9. Las velocidades de los flujos son bajas, y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
10. Pérdidas mecánicas nulas.

Hipótesis relacionadas con la refrigeración:

1. La fracción de refrigeración ψ es conocida y varía de forma lineal con la temperatura máxima, siendo: $\psi = 0,05$ a 1200 °C, $\psi = 0,075$ a 1400 °C, $\psi = 0,1$ a 1600 °C, $\psi = 0,125$ a 1800 °C y $\psi = 0,15$ a 2000 °C.
2. El coeficiente de pérdida de presión total κ a través de la corona de NGV es conocido: $\kappa = 0,07$.

Definición de los parámetros del ciclo

```

etat = 0.9; % Rendimiento isentropico de la turbina
etac = 0.9; % Rendimiento isentropico del compresor
Deltap23 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la camara de combustion
Deltap41 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la turbina
kappa = 0.07; % Coeficiente de perdidas de presion en la corona de NGV ...
    debido a la refrigeracion
PC10 = 50023; % (kJ/kg) Combustible: CH4 (Fuente EES)
T1 = 300; % K
p1 = 1; % bar
T3 = linspace(1473,2273,100); % K
T3_C = T3-273; % C
psi = linspace(0.05,0.15,100); % Fracciones de aire de refrigeracion
r = [30, 40, 50];

```

```

gamma12 = 1.4*ones(1,3); % Valor inicial de la relacion de calores ...
    % especificos media entre
    % T1 y T2

```

Cálculo de las propiedades del fluido en el compresor y de T_4

```

theta = T3/T1;
e = ones(1,3);

for i=1:3

    while e(i) > 0.001 % Calculo iterativo de c_p1, c_p2, T2 y p2

        x(i) = r(i)^(((gamma12(i)-1)/gamma12(i));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);
        p2(i) = p1*r(i);

        gamma12_old = gamma12(i);

        [c_p1, gamma1] = airprop(T1,p1);

        [c_p2(i), gamma2(i)] = airprop(T2(i),p2(i));
        c_p12(i) = (c_p1+c_p2(i))/2;
        gamma12(i) = (gamma1+gamma2(i))/2;
        x(i) = r(i)^(((gamma12(i)-1)/gamma12(i));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);

        e(i) = abs(gamma12(i)-gamma12_old)/gamma12(i)*100;
    end
end

T4_u = T3.*((1-etat*(1-1./x.')); % Temperatura T4 del ciclo no refrigerado

```

Cálculo del dosado mediante la aproximación $T_3 - T_2 = (af + b)$

```

a1 = (550-150)/(0.015-0.0038); % Pendiente del primer tramo (segun la Figura ...
    2.25)
a2 = (925-550)/(0.0268-0.015); % Pendiente del segundo tramo (segun la ...
    Figura 2.25)
a = (a1+a2)/2; % Media de las pendientes

b = 0; % Ordenada en el origen

for i=1:3
    for j=1:100
        f(i,j) = (T3(j)-T1*(1+(x(i)-1)/etac)-b)/a; % Ecuacion 3.35 de ...
            Horlock [3]
        if f(i,j)<0
            f(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Balance estequiométrico de la combustión

```

x_fuel = 1; % De la formula del combustible, CxHy
y_fuel = 4; % De la formula del combustible, CxHy
PM_0 = 15.999; % Peso masico del 0

```

```

PM_N = 14.00674; % Peso masico del N
PM_CH4 = 16.043; % Peso masico del metano
n_O2_est = (x_fuel+y_fuel/4); % mol O2/mol fuel
n_N2_est = n_O2_est*79/21; % mol N2/mol fuel
m_O2_est = n_O2_est*2*PM_0; % kg O2/mol fuel
m_N2_est = n_N2_est*2*PM_N; % kg N2/mol fuel
m_air_est = m_O2_est+m_N2_est; % kg air/mol fuel
f_est = PM_CH4/m_air_est; % kg fuel/kg air. Dosado estequiométrico

```

Balance real de la combustión

```

for i=1:3
    for j=1:100
        if f(i,j)>0
            n(i,j) = f_est/f(i,j); % Coeficiente de exceso de aire
        else
            n(i,j) = 0;
        end
    end
end

% Productos de la combustion: CO2, H2O, N2, O2
n_CO2 = x_fuel; % mol CO2/mol fuel
n_H2O = y_fuel/2; % mol H2O/mol fuel
n_N2 = 79/21*n.* (x_fuel+y_fuel/4); % mol N2/mol fuel
n_O2_humos = (n-1)*(x_fuel+y_fuel/4); % mol O2 humos/mol fuel

for i=1:3
    for j=1:100
        if n_N2(i,j)>1e4
            n_N2(i,j)=0;
        end
        if (n_O2_humos(i,j)>1e3 || n_O2_humos(i,j)<0)
            n_O2_humos(i,j)=0;
        end
    end
end

```

Cálculo de las propiedades de los productos de la combustión

```

p3 = p2-Deltap23*p2;

p4 = p1/(1-Deltap41);
for i=1:3
    for j=1:100
        if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_O2_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g_u(i,j), gamma1g_u(i,j)] = propHaywood(T1, n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p3_u(i,j), gamma3_u(i,j)] = propHaywood(T3(j), n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p4_u(i,j), gamma4_u(i,j)] = propHaywood(T4_u(i,j), n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            c_p13_u(i,j) = (c_p1g_u(i,j)+c_p3_u(i,j))/2;
            c_p34_u(i,j) = (c_p3_u(i,j)+c_p4_u(i,j))/2;
            gamma34_u(i,j) = (gamma3_u(i,j)+gamma4_u(i,j))/2;
        end
    end
end

for i=1:3 % p5 ciclo refrigerado
    for j=1:100
        p5(i,j) = p3(i)/(1+kappa*psi(j));
    end

```

```

    end

T5 = ones(3,1).*(T3); % Vector de T5 supuesto
c_p5g = zeros(3,100);
c_p5c = zeros(3,100);
e = ones(3,100);

for i=1:3 % Propiedades ciclo refrigerado
    for j=1:100
        while e(i,j) > 0.001

            T5_old(i,j) = T5(i,j);

            if n_N2(i,j) ~= 0 && n_O2_humos(i,j) ~= 0
                [c_p5g(i,j), gamma5g(i,j)] = propHaywood(T5(i,j), n_C02, ...
                    n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
                [c_p5c(i,j), gamma5c(i,j)] = airprop(T5(i,j), p5(i,j));
                [c_p5_alt(i,j), gamma5(i,j)] = mezclagasprop(T5(i,j), ...
                    p5(i,j), n_C02, n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), ...
                    psi(j));
            end
            T5(i,j) = (T3(j)*c_p3_u(i,j)+psi(j)*c_p2(i)*T2(i)) / ...
                (c_p5g(i,j)+psi(j)*c_p5c(i,j));
            c_p5(i,j) = (c_p5g(i,j)+psi(j)*c_p5c(i,j)) / (1+psi(j));
            e(i,j) = abs((T5(i,j)-T5_old(i,j))/T5(i,j)*100;

        end
    end
end

for i=1:3 % T4 ciclo refrigerado
    for j=1:100
        T4(i,j) = T5(i,j)*(1-efat*(1-1/x(i)));
    end
end

for i=1:3 % Propiedades ciclo refrigerado
    for j=1:100
        if n_N2(i,j) ~= 0 && n_O2_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g(i,j), gamma1g(i,j)] = mezclagasprop(T1, p1, n_C02, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), psi(j));
            [c_p3(i,j), gamma3(i,j)] = mezclagasprop(T3(j), p3(i), ...
                n_C02, n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), psi(j));
            [c_p4(i,j), gamma4(i,j)] = mezclagasprop(T4(i,j), p4, n_C02, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), psi(j));
            c_p13(i,j) = (c_p1g(i,j)+c_p3(i,j))/2;
            c_p34(i,j) = (c_p3(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma34(i,j) = (gamma3(i,j)+gamma4(i,j))/2;
            c_p54(i,j) = (c_p5(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma54(i,j) = (gamma5(i,j)+gamma4(i,j))/2;
        end
    end
end

```

Cálculo de trabajos específicos del compresor y turbina

```

Deltap35 = kappa*psi;
for i=1:3 % Perdidas de presion ciclo refrigerado
    for j=1:100
        delta(i,j) = (gamma54(i,j)-1)/gamma54(i,j) * ...
            (Deltap23+Deltap41+Deltap35(j));
    end
end

delta_u = (gamma34_u-1)/gamma34_u*(Deltap23+Deltap41); % Perdidas de ...
    presion ciclo no refrigerado

for i=1:3 % Coeficiente n del ciclo refrigerado

```

```

for j = 1:100
    if c_p54(i,j) > 0
        n_coef1(i,j) = c_p12(i)/c_p54(i,j);
    else
        n_coef1(i,j) = 0;
    end
end

for i = 1:3 % Coeficiente n del ciclo no refrigerado
    for j = 1:100
        if c_p34_u(i,j) > 0
            n_coef1_u(i,j) = c_p12(i)/c_p34_u(i,j);
        else
            n_coef1_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i = 1:3 % Ciclo no refrigerado
    for j = 1:100
        w_c(i) = c_p12(i)*T1*(x(i)-1)/etac;
        if (n_coef1_u(i,j)>0)
            w_t_u(i,j) = ...
                (1+f(i,j))*etat*c_p12(i)*T3(j)*(1-(1+delta_u(i,j)) / ...
                x(i)^n_coef1_u(i,j))/n_coef1_u(i,j);
        else
            w_t_u(i,j) = 0;
        end
        if w_t_u(i,j) >= 0
            w_u_u(i,j) = w_t_u(i,j)-w_c(i); % (kJ/kg). Trabajo ...
                especifico util del ciclo no refrigerado
        else
            w_u_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i = 1:3 % Ciclo refrigerado
    for j = 1:100
        if (n_coef1(i,j)>0)
            w_t(i,j) = (1+f(i,j))*etat*c_p12(i)*T5(i,j)*(1-(1+delta(i,j)) ...
                / x(i)^n_coef1(i,j))/n_coef1(i,j);
        else
            w_t(i,j) = 0;
        end
        if (w_t(i,j) > w_c(i))
            w_u(i,j) = w_t(i,j)-w_c(i); % (kJ/kg). Trabajo especifico ...
                util del ciclo refrigerado
        else
            w_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Cálculo del rendimiento general arbitrario (η_o) a partir de $NDNW$ y $NDHT$

```

alpha = etac*etat*theta; % Parametro alfa
beta = 1 + etac*(theta-1); % Parametro beta

for i = 1:3 % Ciclo no refrigerado
    for j = 1:100
        if c_p13_u(i,j)>0
            n_coef2_u(i,j) = c_p12(i)/c_p13_u(i,j);
        else
            n_coef2_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

```

if f(i,j) > 0
    NDNW_u(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(j)*(1-(1+delta_u(i,j)) / ...
        x(i)^n_coef1_u(i,j))-n_coef1_u(i,j)*(x(i)-1)) / ...
        (n_coef1_u(i,j)*(beta(j)-1));
    NDHT_u(i,j) = ...
        ((1+f(i,j))*(beta(j)-1)-n_coef2_u(i,j)*(x(i)-1)) / ...
        (n_coef2_u(i,j)*(beta(j)-1));
else
    NDNW_u(i,j) = 0;
    NDHT_u(i,j) = 0;
end
if NDHT_u(i,j) > 0 & & NDNW_u(i,j) > 0 & & NDNW_u(i,j) ~= inf & & ...
    NDHT_u(i,j) ~= inf
    eta_o_u(i,j) = NDNW_u(i,j)/NDHT_u(i,j)*100; % Rendimiento ...
        general arbitrario definido por Horlock [3]
else
    eta_o_u(i,j) = -3;
end
end
for i=1:3 % Ciclo refrigerado
    for j=1:100
        if c_p13(i,j)>0
            n_coef2(i,j) = c_p12(i)/c_p13(i,j);
        else
            n_coef2(i,j) = 0;
        end
        if f(i,j) > 0
            NDNW(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(j)*(1-(1+delta(i,j)) / ...
                x(i)^n_coef1(i,j))-n_coef1(i,j)*(x(i)-1)) / ...
                (n_coef1(i,j)*(beta(j)-1));
            NDHT(i,j) = ((1+f(i,j))*(beta(j)-1)-n_coef2(i,j)*(x(i)-1)) / ...
                (n_coef2(i,j)*(beta(j)-1));
        else
            NDNW(i,j) = 0;
            NDHT(i,j) = 0;
        end
        if NDHT(i,j) > 0 & & NDNW(i,j) > 0 & & NDNW(i,j) ~= inf & & ...
            NDHT(i,j) ~= inf
            eta_o(i,j) = NDNW(i,j)/NDHT(i,j)*100; % Rendimiento general ...
                arbitrario definido por Horlock [3]
        else
            eta_o(i,j) = -3;
        end
    end
end

```

Representación gráfica de $\eta_o(T3)$

```

eta_o_matrix = zeros(6,100);
for i=1:6
    if i<=3
        eta_o_matrix(i,:) = eta_o(i,:);
    else
        eta_o_matrix(i,:) = eta_o_u(i-3,:);
    end
end
etaovsT3_ref(T3_C, eta_o_matrix)

```

Gráfica de η_o en función de w_u

Modelado termodinámico del ciclo $[CBT]_{IC1}$. Hipótesis:

1. El aire y los productos de la combustión se comportan como gases cuasiperfectos (c_p y γ dependen de la temperatura).
2. Se consideran propiedades (c_p y γ) medias en el rango de temperatura relevante para cada componente.
3. Eficiencia isentrópica del compresor y turbina: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
4. Coeficiente de pérdida de presión en la cámara de combustión: $\Delta p_{23} = 0,03$.
5. Coeficiente de pérdida de presión a la salida de la turbina: $\Delta p_{41} = 0,03$.
6. Combustible: Metano CH4 (gas) suministrado a 1 bar y 27 °C (300 K).
7. Combustión completa (no se forma CO).
8. No se tiene en cuenta el efecto de la disociación.
9. Las velocidades de los flujos son bajas, y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
10. Pérdidas mecánicas nulas.

Hipótesis relacionadas con la refrigeración:

1. La fracción de refrigeración ψ es conocida y varía de forma lineal con la temperatura máxima, siendo: $\psi = 0,05$ a 1200 °C, $\psi = 0,075$ a 1400 °C, $\psi = 0,1$ a 1600 °C, $\psi = 0,125$ a 1800 °C y $\psi = 0,15$ a 2000 °C.
2. El coeficiente de pérdida de presión total κ a través de la corona de NGV es conocido: $\kappa = 0,07$.

Definición de los parámetros del ciclo

```

etat = 0.9; % Rendimiento isentropico de la turbina
etac = 0.9; % Rendimiento isentropico del compresor
Deltap23 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la camara de combustion
Deltap41 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la turbina
kappa = 0.07; % Coeficiente de perdidas de presion en la corona de NGV ...
    debido a la refrigeracion
PC10 = 50023; % (kJ/kg) Combustible: CH4 (Fuente EES)
T1 = 300; % K
p1 = 1; % bar
T3 = linspace(1473,2273,41); % K
psi = linspace(0.05,0.15,41); % Fracciones de aire de refrigeracion
r = 10:5:80;
gamma12 = 1.4*ones(1,15); % Valor inicial de la relacion de calores ...
    especificos media entre
    % T1 y T2

```

Cálculo de las propiedades del fluido en el compresor y de T_4

```

theta = T3/T1;
e = ones(1,15);

for i=1:15
    while e(i) > 0.001 % Calculo iterativo de c_p1, c_p2, T2 y p2
        x(i) = r(i)^(((gamma12(i)-1)/gamma12(i)));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);
        p2(i) = p1*r(i);

        gamma12_old = gamma12(i);
        [c_p1, gamma1] = airprop(T1,p1);

```

```

[c_p2(i), gamma2(i)] = airprop(T2(i),p2(i));
c_p12(i) = (c_p1+c_p2(i))/2;
gamma12(i) = (gamma1+gamma2(i))/2;
x(i) = r(i)^(((gamma12(i)-1)/gamma12(i)));
T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);

e(i) = abs(gamma12(i)-gamma12_old)/gamma12(i)*100;
end
end

T4_u = T3.* (1- etat*(1-1./x)); % Temperatura T4 del ciclo no refrigerado

```

Cálculo del dosado mediante la aproximación $T_3 - T_2 = (af + b)$

```

a1 = (550-150)/(0.015-0.0038); % Pendiente del primer tramo (según la Figura ...
2.25)
a2 = (925-550)/(0.0268-0.015); % Pendiente del segundo tramo (según la ...
Figura 2.25)
a = (a1+a2)/2; % Media de las pendientes

b = 0; % Ordenada en el origen

for i=1:41
    for j=1:15
        f(i,j) = (T3(i)-T1*(1+(x(j)-1)/etac)-b)/a; % Ecuación 3.35 de ...
        Horlock [3]
        if f(i,j)<0
            f(i,j)=0;
        end
    end
end

```

Balance estequiométrico de la combustión

```

x_fuel = 1; % De la fórmula del combustible, CxHy
y_fuel = 4; % De la fórmula del combustible, CxHy
PM_O = 15.999; % Peso masico del O
PM_N = 14.00674; % Peso masico del N
PM_CH4 = 16.043; % Peso masico del metano
n_O2_est = (x_fuel+y_fuel/4); % mol O2/mol fuel
n_N2_est = n_O2_est*79/21; % mol N2/mol fuel
m_O2_est = n_O2_est*2*PM_O; % kg O2/mol fuel
m_N2_est = n_N2_est*2*PM_N; % kg N2/mol fuel
m_air_est = m_O2_est+m_N2_est; % kg air/mol fuel
f_est = PM_CH4/m_air_est; % kg fuel/kg air. Dosado estequiométrico

```

Balance real de la combustión

```

for i=1:41
    for j=1:15
        if f(i,j)>0
            n(i,j) = f_est/f(i,j); % Coeficiente de exceso de aire
        else
            n(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

```

% Productos de la combustion: CO2, H2O, N2, O2
n_CO2 = x_fuel; % mol CO2/mol fuel
n_H2O = y_fuel/2; % mol H2O/mol fuel
n_N2 = 79/21*n.(x_fuel+y_fuel/4); % mol N2/mol fuel
n_O2_humos = (n-1)*(x_fuel+y_fuel/4); % mol O2 humos/mol fuel

for i = 1:41
    for j = 1:15
        if n_N2(i,j) > 1e4
            n_N2(i,j) = 0;
        end
        if (n_O2_humos(i,j) > 1e3 || n_O2_humos(i,j) < 0)
            n_O2_humos(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Cálculo de las propiedades de los productos de la combustión

```

p3 = p2-Deltap23*p2;

p4 = p1/(1-Deltap41);
for i=1:41
    for j=1:15
        if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_O2_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g_u(i,j), gamma1g_u(i,j)] = propHaywood(T1, n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p3_u(i,j), gamma3_u(i,j)] = propHaywood(T3(i), n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            [c_p4_u(i,j), gamma4_u(i,j)] = propHaywood(T4_u(i,j), n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
            c_p13_u(i,j) = (c_p1g_u(i,j)+c_p3_u(i,j))/2;
            c_p34_u(i,j) = (c_p3_u(i,j)+c_p4_u(i,j))/2;
            gamma34_u(i,j) = (gamma3_u(i,j)+gamma4_u(i,j))/2;
        end
    end
end

for i=1:41 % p5 ciclo refrigerado
    for j=1:15
        p5(i,j) = p3(j)/(1+kappa*psi(i));
    end
end

T5 = T3.*ones(1,15); % Vector de T5 supuesto
c_p5g = zeros(41,15);
c_p5c = zeros(41,15);
e = ones(41,15);

for i=1:41 % Propiedades ciclo refrigerado
    for j=1:15
        while e(i,j) > 0.001
            T5_old(i,j) = T5(i,j);

            if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_O2_humos(i,j) ~= 0
                [c_p5g(i,j), gamma5g(i,j)] = propHaywood(T5(i,j), n_CO2, ...
                    n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j));
                [c_p5c(i,j), gamma5c(i,j)] = airprop(T5(i,j),p5(i,j));
                [c_p5_alt(i,j), gamma5a(i,j)] = mezclagasprop(T5(i,j), ...
                    p5(i,j), n_CO2, n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), ...
                    psi(i));
            end
            T5(i,j) = (T3(i)*c_p3_u(i,j)+psi(i)*c_p2(j)*T2(j)) / ...
                (c_p5g(i,j)+psi(i)*c_p5c(i,j));
            c_p5(i,j) = (c_p5g(i,j)+psi(i)*c_p5c(i,j))/(1+psi(i));
            e(i,j) = abs((T5(i,j)-T5_old(i,j))/T5(i,j)*100);
        end
    end
end

```

```

        end
    end
end

for i=1:41 % T4 ciclo refrigerado
    for j=1:15
        T4(i,j) = T5(i,j)*(1-etat*(1-1/x(j)));
    end
end

for i=1:41 % Propiedades ciclo refrigerado
    for j=1:15
        if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_O2_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g(i,j), gamma1g(i,j)] = mezclagasprop(T1, p1, n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), psi(i));
            [c_p3(i,j), gamma3(i,j)] = mezclagasprop(T3(i), p3(j), n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), psi(i));
            [c_p4(i,j), gamma4(i,j)] = mezclagasprop(T4(i,j), p4, n_CO2, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_O2_humos(i,j), psi(i));
            c_p13(i,j) = (c_p1g(i,j)+c_p3(i,j))/2;
            c_p34(i,j) = (c_p3(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma34(i,j) = (gamma3(i,j)+gamma4(i,j))/2;
            c_p54(i,j) = (c_p5(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma54(i,j) = (gamma5(i,j)+gamma4(i,j))/2;
        end
    end
end

```

Cálculo de trabajos específicos del compresor y turbina

```

Deltap35 = kappa*psi;
for i=1:41 % Perdidas de presion ciclo refrigerado
    for j=1:15
        delta(i,j) = (gamma54(i,j)-1)/gamma54(i,j) * ...
            (Deltap23+Deltap41+Deltap35(i));
    end
end

delta_u = (gamma34_u-1)/gamma34_u*(Deltap23+Deltap41); % Perdidas de ...
presion ciclo no refrigerado

for i=1:41 % Coeficiente n del ciclo refrigerado
    for j=1:15
        if c_p54(i,j) > 0
            n_coef1(i,j) = c_p12(j)/c_p54(i,j);
        else
            n_coef1(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:41 % Coeficiente n del ciclo no refrigerado
    for j=1:15
        if c_p34_u(i,j) > 0
            n_coef1_u(i,j) = c_p12(j)/c_p34_u(i,j);
        else
            n_coef1_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:41 % Ciclo no refrigerado
    for j=1:15
        w_c(j) = c_p12(j)*T1*(x(j)-1)/etac;
        if (n_coef1_u(i,j)>0)
            w_t_u(i,j) = ...
                (1+f(i,j))*etat*c_p12(j)*T3(i)*(1-(1+delta_u(i,j)) / ...
                    x(j)^n_coef1_u(i,j))/n_coef1_u(i,j);
        end
    end
end

```

```

        else
            w_t_u(i,j) = 0;
        end
        if w_t_u(i,j) >= 0
            w_u_u(i,j) = w_t_u(i,j)-w_c(j); % (kJ/kg). Trabajo ...
                especifico util del ciclo
        else
            w_u_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:41 % Ciclo refrigerado
    for j=1:15
        if (n_coef1(i,j) > 0)
            w_t(i,j) = (1+f(i,j))*etat*c_p12(j)*T5(i,j)*(1-(1+delta(i,j)) ...
                / x(j)^n_coef1(i,j))/n_coef1(i,j);
        else
            w_t(i,j) = 0;
        end
        if (w_t(i,j) > w_c(j))
            w_u(i,j) = w_t(i,j)-w_c(j); % (kJ/kg). Trabajo especifico ...
                util del ciclo refrigerado
        else
            w_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Cálculo del rendimiento general arbitrario (η_o) a partir de $NDNW$ y $NDHT$

```

alpha = etac*etat*theta; % Parametro alfa
beta = 1+etac*(theta-1); % Parametro beta

for i=1:41 % Ciclo no refrigerado
    for j=1:15
        if c_p13_u(i,j)>0
            n_coef2_u(i,j) = c_p12(j)/c_p13_u(i,j);
        else
            n_coef2_u(i,j) = 0;
        end
        if f(i,j)>0
            NDNW_u(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(i)*(1-(1+delta_u(i,j)) / ...
                x(j)^n_coef1_u(i,j)-n_coef1_u(i,j)*(x(j)-1)) / ...
                (n_coef1_u(i,j)*(beta(i)-1));
            NDHT_u(i,j) = ...((1+f(i,j))*(beta(i)-1)-n_coef2_u(i,j)*(x(j)-1)) / ...
                (n_coef2_u(i,j)*(beta(i)-1));
        else
            NDNW_u(i,j) = 0;
            NDHT_u(i,j) = 0;
        end
        if NDHT_u(i,j)>0 && NDNW_u(i,j)>0 && NDNW_u(i,j) ~= inf && ...
            NDHT_u(i,j) ~= inf
            eta_o_u(i,j) = NDNW_u(i,j)/NDHT_u(i,j)*100; % Rendimiento ...
                general arbitrario definido por Horlock [3]
        else
            eta_o_u(i,j) = -3;
        end
    end
end

for i=1:41 % Ciclo refrigerado
    for j=1:15
        if c_p13(i,j)>0
            n_coef2(i,j) = c_p12(j)/c_p13(i,j);
        else
            n_coef2(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

```

    end
if f(i,j) > 0
    NDNW(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(i)*(1-(1+delta(i,j)) / ...
        x(j)^n_coef1(i,j))-n_coef1(i,j)*(x(j)-1)) / ...
        (n_coef1(i,j)*(beta(i)-1));
    NDHT(i,j) = ((1+f(i,j))*(beta(i)-1)-n_coef2(i,j)*(x(j)-1)) / ...
        (n_coef2(i,j)*(beta(i)-1));
else
    NDNW(i,j) = 0;
    NDHT(i,j) = 0;
end
if NDHT(i,j) > 0 & & NDNW(i,j) > 0 & & NDNW(i,j) ~= inf & & ...
    NDHT(i,j) ~= inf
    eta_o(i,j) = NDNW(i,j)/NDHT(i,j)*100; % Rendimiento general ...
        arbitrario definido por Horlock [3]
else
    eta_o(i,j) = -3;
end
end
end

```

Representación gráfica de $\eta_o(w_u)$

```

etaovswu_ref(w_u(1,:), eta_o(1,:), w_u(21,:), eta_o(21,:), w_u(41,:),
eta_o(41,:), w_u_u(1,:), eta_o_u(1,:), w_u_u(21,:),
eta_o_u(21,:), w_u_u(41,:), eta_o_u(41,:))

```

Rendimiento del ciclo $[CBT]_{IC1}$ en función de $T_{rit} = T_5$ y rendimiento del ciclo $[CBT]_{IU}$ en función de $T_{cot} = T_3$

Modelado termodinámico del ciclo $[CBT]_{IC1}$. Hipótesis:

1. El aire y los productos de la combustión se comportan como gases cuasiperfectos (c_p y γ dependen de la temperatura).
2. Se consideran propiedades (c_p y γ) medias en el rango de temperatura relevante para cada componente.
3. Eficiencia isentrópica del compresor y turbina: $\eta_C = \eta_T = 0,9$.
4. Coeficiente de pérdida de presión en la cámara de combustión: $\Delta p_{23} = 0,03$.
5. Coeficiente de pérdida de presión a la salida de la turbina: $\Delta p_{41} = 0,03$.
6. Combustible: Metano CH4 (gas) suministrado a 1 bar y 27 °C (300 K).
7. Combustión completa (no se forma CO).
8. No se tiene en cuenta el efecto de la disociación.
9. Las velocidades de los flujos son bajas, y por tanto los estados estáticos y de remanso coinciden.
10. Pérdidas mecánicas nulas.

Hipótesis relacionadas con la refrigeración:

1. La fracción de refrigeración ψ es conocida y varía de forma lineal con la temperatura máxima, siendo: $\psi = 0,05$ a 1200 °C, $\psi = 0,075$ a 1400 °C, $\psi = 0,1$ a 1600 °C, $\psi = 0,125$ a 1800 °C y $\psi = 0,15$ a 2000 °C.
2. El coeficiente de pérdida de presión total κ a través de la corona de NGV es conocido: $\kappa = 0,07$.

Definición de los parámetros del ciclo

```

stat = 0.9; % Rendimiento isentropico de la turbina
etac = 0.8; % Rendimiento isentropico del compresor
Deltap23 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la camara de combustion
Deltap41 = 0.03; % Coeficiente de perdidas de presion en la turbina
kappa = 1.4; % Coeficiente de perdidas de presion en la corona de NGV ...
              debido a la refrigeracion
PCIO = 50023; % (kJ/kg) Combustible: CH4 (Fuente EES)
T1 = 300; % K
p1 = 1; % bar
T3 = linspace(1073,2273,150); % K
T3_C = T3-273; % C
psi = zeros(1,150); % Fracciones de aire de refrigeracion
psi(1,50:150) = 0.05:1e-3:0.15;
r = [30, 40, 50];
gamma12 = 1.4*ones(1,3); % Valor inicial de la relacion de calores ...
                           especificos media entre
                           % T1 y T2

```

Cálculo de las propiedades del fluido en el compresor y de T_4

```

theta = T3/T1;
e = ones(1,3);

for i = 1:3

    while e(i) > 0.001 % Calculo iterativo de c_p1, c_p2, T2 y p2

        x(i) = r(i)^(((gamma12(i)-1)/gamma12(i)));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);
        p2(i) = p1*r(i);

        gamma12_old = gamma12(i);

        [c_p1, gamma1] = airprop(T1,p1);

        [c_p2(i), gamma2(i)] = airprop(T2(i),p2(i));
        c_p12(i) = (c_p1+c_p2(i))/2;
        gamma12(i) = (gamma1+gamma2(i))/2;
        x(i) = r(i)^(((gamma12(i)-1)/gamma12(i)));
        T2(i) = T1*(1+(x(i)-1)/etac);

        e(i) = abs(gamma12(i)-gamma12_old)/gamma12(i)*100;
    end
end

T4_u = T3.*((1-etat*(1-1./x.'))); % Temperatura T4 del ciclo no refrigerado

```

Cálculo del dosado mediante la aproximación $T_3 - T_2 = (af + b)$

```

a1 = (550-150)/(0.015-0.0038); % Pendiente del primer tramo (segun la Figura ...
                                2.25)
a2 = (925-550)/(0.0268-0.015); % Pendiente del segundo tramo (segun la ...
                                Figura 2.25)
a = (a1+a2)/2; % Media de las pendientes

b = 0; % Ordenada en el origen

for i=1:3
    for j = 1:150

```

```

f(i,j) = (T3(j)-T1*(1+(x(i)-1)/etac)-b)/a; % Ecuacion 3.35 de ...
    Horlock [3]
if f(i,j)<0
    f(i,j)=0;
end
end
end

```

Balance estequiométrico de la combustión

```

x_fuel = 1; % De la formula del combustible, CxHy
y_fuel = 4; % De la formula del combustible, CxHy
PM_O = 15.999; % Peso masico del O
PM_N = 14.00674; % Peso masico del N
PM_CH4 = 16.043; % Peso masico del metano
n_O2_est = (x_fuel+y_fuel/4); % mol O2/mol fuel
n_N2_est = n_O2_est*79/21; % mol N2/mol fuel
m_O2_est = n_O2_est*2*PM_O; % kg O2/mol fuel
m_N2_est = n_N2_est*2*PM_N; % kg N2/mol fuel
m_air_est = m_O2_est+m_N2_est; % kg air/mol fuel
f_est = PM_CH4/m_air_est; % kg fuel/kg air. Dosado estequiométrico

```

Balance real de la combustión

```

for i=1:3
    for j=1:150
        if f(i,j)>0
            n(i,j) = f_est/f(i,j); % Coeficiente de exceso de aire
        else
            n(i,j) = 0;
        end
    end
end

% Productos de la combustion: CO2, H2O, N2, O2
n_CO2 = x_fuel; % mol CO2/mol fuel
n_H2O = y_fuel/2; % mol H2O/mol fuel
n_N2 = 79/21*n.*((x_fuel+y_fuel/4)); % mol N2/mol fuel
n_O2_humos = (n-1)*(x_fuel+y_fuel/4); % mol O2 humos/mol fuel

for i=1:3
    for j=1:150
        if n_N2(i,j)>1e4
            n_N2(i,j)=0;
        end
        if (n_O2_humos(i,j)>1e3 || n_O2_humos(i,j)<0)
            n_O2_humos(i,j)=0;
        end
    end
end

```

Cálculo de las propiedades de los productos de la combustión

```

p3 = p2-Deltap23*p2;
p4 = p1/(1-Deltap41);
for i=1:3
    for j=1:150

```

```

if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_02_humos(i,j) ~= 0
    [c_p1g_u(i,j), gamma1g_u(i,j)] = propHaywood(T1, n_C02, ...
        n_H2O, n_N2(i,j), n_02_humos(i,j));
    [c_p3_u(i,j), gamma3_u(i,j)] = propHaywood(T3(j), n_C02, ...
        n_H2O, n_N2(i,j), n_02_humos(i,j));
    [c_p4_u(i,j), gamma4_u(i,j)] = propHaywood(T4_u(i,j), n_C02, ...
        n_H2O, n_N2(i,j), n_02_humos(i,j));
    c_p13_u(i,j) = (c_p1g_u(i,j)+c_p3_u(i,j))/2;
    c_p34_u(i,j) = (c_p3_u(i,j)+c_p4_u(i,j))/2;
    gamma34_u(i,j) = (gamma3_u(i,j)+gamma4_u(i,j))/2;
end
end

for i=1:3 % p5 ciclo refrigerado
    for j=1:150
        p5(i,j) = p3(i)/(1+kappa*psi(j));
    end
end

T5 = ones(3,1).*(T3); % Vector de T5 supuesto
c_p5g = zeros(3,150);
c_p5c = zeros(3,150);
e = ones(3,150);

for i=1:3 % Propiedades ciclo refrigerado
    for j=1:150
        while e(i,j) > 0.001
            T5_old(i,j) = T5(i,j);

            if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_02_humos(i,j) ~= 0
                [c_p5g(i,j), gamma5g(i,j)] = propHaywood(T5(i,j), n_C02, ...
                    n_H2O, n_N2(i,j), n_02_humos(i,j));
                [c_p5c(i,j), gamma5c(i,j)] = airprop(T5(i,j),p5(i,j));
                [c_p5_alt(i,j), gamma5(i,j)] = mezclagasprop(T5(i,j), ...
                    p5(i,j), n_C02, n_H2O, n_N2(i,j), n_02_humos(i,j), ...
                    psi(j));
            end
            T5(i,j) = (T3(j)*c_p3_u(i,j)+psi(j)*c_p2(i)*T2(i)) / ...
                (c_p5g(i,j)+psi(j)*c_p5c(i,j));
            c_p5(i,j) = (c_p5g(i,j)+psi(j)*c_p5c(i,j)) / (1+psi(j));
            e(i,j) = abs((T5(i,j)-T5_old(i,j))/T5(i,j)*100;
            end
        end
    end
end

for i=1:3 % T4 ciclo refrigerado
    for j=1:150
        T4(i,j) = T5(i,j)*(1-efat*(1-1/x(i)));
    end
end

for i=1:3 % Propiedades ciclo refrigerado
    for j=1:150
        if n_N2(i,j) ~= 0 & & n_02_humos(i,j) ~= 0
            [c_p1g(i,j), gamma1g(i,j)] = mezclagasprop(T1, p1, n_C02, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_02_humos(i,j), psi(j));
            [c_p3(i,j), gamma3(i,j)] = mezclagasprop(T3(j), p3(i), n_C02, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_02_humos(i,j), psi(j));
            [c_p4(i,j), gamma4(i,j)] = mezclagasprop(T4(i,j), p4, n_C02, ...
                n_H2O, n_N2(i,j), n_02_humos(i,j), psi(j));
            c_p13(i,j) = (c_p1g(i,j)+c_p3(i,j))/2;
            c_p34(i,j) = (c_p3(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma34(i,j) = (gamma3(i,j)+gamma4(i,j))/2;
            c_p54(i,j) = (c_p5(i,j)+c_p4(i,j))/2;
            gamma54(i,j) = (gamma5(i,j)+gamma4(i,j))/2;
        end
    end
end

```

Cálculo de trabajos específicos del compresor y turbina

```

Deltap35 = kappa*psi;
for i=1:3 % Perdidas de presion ciclo refrigerado
    for j=1:150
        delta(i,j) = (gamma54(i,j)-1)/gamma54(i,j) * ...
                      (Deltap23+Deltap41+Deltap35(j));
    end
end

delta_u = (gamma34_u-1)./gamma34_u*(Deltap23+Deltap41); % Perdidas de ...
% presion ciclo no refrigerado

for i=1:3 % Coeficiente n del ciclo refrigerado
    for j=1:150
        if c_p54(i,j) > 0
            n_coef1(i,j) = c_p12(i)/c_p54(i,j);
        else
            n_coef1(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:3 % Coeficiente n del ciclo no refrigerado
    for j=1:150
        if c_p34_u(i,j) > 0
            n_coef1_u(i,j) = c_p12(i)/c_p34_u(i,j);
        else
            n_coef1_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:3 % Ciclo no refrigerado
    for j=1:150
        w_c(i) = c_p12(i)*T1*(x(i)-1)/etac;
        if (n_coef1_u(i,j)>0)
            w_t_u(i,j) = ...
                (1+f(i,j))*etat*c_p12(i)*T3(j)*(1-(1+delta_u(i,j)) / ...
                x(i)^n_coef1_u(i,j))/n_coef1_u(i,j);
        else
            w_t_u(i,j) = 0;
        end
        if w_t_u(i,j) >= 0
            w_u_u(i,j) = w_t_u(i,j)-w_c(i); % (kJ/kg). Trabajo ...
            % especifico util del ciclo no refrigerado
        else
            w_u_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

for i=1:3 % Ciclo refrigerado
    for j=1:150
        if (n_coef1(i,j)>0)
            w_t(i,j) = (1+f(i,j))*etat*c_p12(i)*T5(i,j)*(1-(1+delta(i,j)) ...
            / x(i)^n_coef1(i,j))/n_coef1(i,j);
        else
            w_t(i,j) = 0;
        end
        if (w_t(i,j) > w_c(i))
            w_u(i,j) = w_t(i,j)-w_c(i); % (kJ/kg). Trabajo especifico ...
            % util del ciclo refrigerado
        else
            w_u(i,j) = 0;
        end
    end
end

```

Cálculo del rendimiento general arbitrario (η_o) a partir de $NDNW$ y $NDHT$

```

alpha = etac*etat*theta; % Parametro alfa
beta = 1 + etac*(theta-1); % Parametro beta

for i = 1:3 % Ciclo no refrigerado
    for j = 1:150
        if c_p13_u(i,j) > 0
            n_coef2_u(i,j) = c_p12(i)/c_p13_u(i,j);
        else
            n_coef2_u(i,j) = 0;
        end
        if f(i,j) > 0
            NDNW_u(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(j)*(1-(1+delta_u(i,j))) / ...
                x(i)^n_coef1_u(i,j)-n_coef1_u(i,j)*(x(i)-1)) / ...
                (n_coef1_u(i,j)*(beta(j)-1));
            NDHT_u(i,j) = ...((1+f(i,j))*(beta(j)-1)-n_coef2_u(i,j)*(x(i)-1)) / ...
                (n_coef2_u(i,j)*(beta(j)-1));
        else
            NDNW_u(i,j) = 0;
            NDHT_u(i,j) = 0;
        end
        if NDHT_u(i,j) > 0 && NDNW_u(i,j) > 0 && NDNW_u(i,j) ~= inf && ...
            NDHT_u(i,j) ~= inf
            eta_o_u(i,j) = NDNW_u(i,j)/NDHT_u(i,j)*100; % Rendimiento ...
            general arbitrario definido por Horlock [3]
        else
            eta_o_u(i,j) = -3;
        end
    end
end

for i = 1:3 % Ciclo refrigerado
    for j = 1:150
        if c_p13(i,j) > 0
            n_coef2(i,j) = c_p12(i)/c_p13(i,j);
        else
            n_coef2(i,j) = 0;
        end
        if f(i,j) > 0
            NDNW(i,j) = ((1+f(i,j))*alpha(j)*(1-(1+delta(i,j))) / ...
                x(i)^n_coef1(i,j)-n_coef1(i,j)*(x(i)-1)) / ...
                (n_coef1(i,j)*(beta(j)-1));
            NDHT(i,j) = ((1+f(i,j))*(beta(j)-1)-n_coef2(i,j)*(x(i)-1)) / ...
                (n_coef2(i,j)*(beta(j)-1));
        else
            NDNW(i,j) = 0;
            NDHT(i,j) = 0;
        end
        if NDHT(i,j) > 0 && NDNW(i,j) > 0 && NDNW(i,j) ~= inf && ...
            NDHT(i,j) ~= inf
            eta_o(i,j) = NDNW(i,j)/NDHT(i,j)*100; % Rendimiento general ...
            arbitrario definido por Horlock [3]
        else
            eta_o(i,j) = -3;
        end
    end
end

```

Representación gráfica de $\eta_{o[CHT]_{IU}}(T3)$ y $\eta_{o[CHT]_{IC1}}(T5)$

```
etaovsT3T5(T5(1,:), eta_o(1,:), T3, eta_o_u(1,:))
```

Función *airprop.m*

Función que devuelve las propiedades c_p y gamma del gas real aire, en función de T y p. La función, implementa la herramienta “Thermodynamic models and tools for H₂O, H₂, CO₂ and Air”, creada por Are Mjaavatten. Esta herramienta utiliza el modelo presentado por E. W. Lemmon et al. en “Thermodynamic Properties of Air and Mixtures of Nitrogen, Argon, and Oxygen From 60 to 2000 K at Pressures to 2000 MPa”. Este modelo predice con razonable precisión el comportamiento del gas real aire desde 60 hasta 2000 K, y hasta presiones de hasta 2000 MPa.

Rango de temperatura válido para el cálculo de c_p : $60 < T < 2000$

```
function [c_p, gamma] = airprop(T,p)

p = p*10^5;
th = thermo('Air');
th.Tpcalc(T,p);
cp = th.cp;
c_p = cp/th.Mw;
cv = th.cv;
c_v = cv/th.Mw;
c_p = c_p/1000;
c_v = c_v/1000;
gamma = c_p/c_v;

end
```

Función *airprop_n.m*

Función que devuelve las propiedades c_p en base molar del gas real aire, en función de T y p. La función, implementa la herramienta “Thermodynamic models and tools for H₂O, H₂, CO₂ and Air”, creada por Are Mjaavatten. Esta herramienta utiliza el modelo presentado por E. W. Lemmon et al. en “Thermodynamic Properties of Air and Mixtures of Nitrogen, Argon, and Oxygen From 60 to 2000 K at Pressures to 2000 MPa”. Este modelo predice con razonable precisión el comportamiento del gas real aire desde 60 hasta 2000 K, y hasta presiones de hasta 2000 MPa.

Rango de temperatura válido para el cálculo de c_p : $60 < T < 2000$

```
function [c_p, gamma] = airprop(T,p)

p = p*10^5;
th = thermo('Air');
th.Tpcalc(T,p);
cp = th.cp; % (J/kmol K)
cp_n = cp/1000; % (kJ/kmol K)
PM = th.Mw; % (kg/kmol)

end
```

Función *mezclagasprop.m*

Función que devuelve el calor específico en base másica de la mezcla de productos de la combustión y aire de refrigeración y la relación de calores específicos.

Rango de temperatura válido para el cálculo de c_p : $300 < T < 2000$

```
function [c_p, gamma] = mezclagasprop(T,p,n_CO2,n_H2O,n_N2,n_O2_humos,psi)

R_u = 8.31446261815324; % Constante universal de los gases (kJ/kmol K)

[c_pg_n, PM_g] = propHaywood_n(T,n_CO2,n_H2O,n_N2,n_O2_humos);
[c_pc_n, PM_c] = airprop_n(T,p);

fm_g = 1/(1+psi); % (kg/kg)
fm_c = psi/(1+psi); % (kg/kg)

PM_m = 1/(fm_g/PM_g + fm_c/PM_c); % (kg/kmol)

y_g = fm_g*PM_m/PM_g; % (kmol/kmol)
y_c = fm_c*PM_m/PM_c; % (kmol/kmol)

c_p_n = c_pg_n*y_g + c_pc_n*y_c; % (kJ/kmol K)

c_p = c_p_n/PM_m; % (kJ/kg K)

gamma = c_p_n/(c_p_n-R_u); % (-)
end
```

Función *propHaywood.m*

Función que devuelve las propiedades c_p y gamma de los productos de la combustión que se encuentran a una temperatura T. Los datos de entrada son la temperatura de la mezcla y el número de moles de cada componente. El cálculo del c_p se realiza mediante la ecuación (4.39) de Haywood [112], cuyos coeficientes se encuentran en la tabla 4.10 de dicha referencia. El cálculo de las propiedades de la mezcla se realiza mediante las fracciones molares (análisis exacto para mezclas de gases ideales y aproximado para mezclas de gases reales).

Rango de temperatura válido para el cálculo de c_p :

CO₂: 300-5000 K
H₂O: 300-5000 K
N₂: 300-5000 K
O₂: 300-5000 K

```
% Estructura de la función:
% function [c_pm, gamma_m] = propHaywood(T, n_co2, n_h2o, n_n2, n_o2)

% Peso molecular de las especies de los productos de combustión
PM_co2 = 44.01; % (kg/kmol)
PM_h2o = 18.015; % (kg/kmol)
PM_n2 = 28.0134; % (kg/kmol)
PM_o2 = 31.999; % (kg/kmol)
```

```

n_m = n_co2 + n_h2o + n_n2 + n_o2; % Numero de moles total en la mezcla
R_u = 8.31446261815324; % Constante universal de los gases (kJ/kmol K)

% Coeficientes de las especies de los productos de combustion
if T > 1000
    a_co2 = [0.44608e1, 0.30982e-2, -0.12393e-5, 0.22741e-9, -0.15526e-13];
    a_h2o = [0.27168e1, 0.29451e-2, -0.80224e-6, 0.10227e-9, -0.48472e-14];
    a_n2 = [0.28963e1, 0.15155e-2, -0.57235e-6, 0.99807e-10, -0.65224e-14];
    a_o2 = [0.36220e1, 0.73618e-3, -0.19652e-6, 0.36202e-10, -0.28946e-14];
else
    a_co2 = [0.24008e1, 0.87351e-2, -0.66071e-5, 0.20022e-8, 0.63274e-15];
    a_h2o = [0.40701e1, -0.11084e-2, 0.41521e-5, -0.29637e-8, 0.80702e-12];
    a_n2 = [0.36748e1, -0.12082e-2, 0.23240e-5, -0.63218e-9, -0.22577e-12];
    a_o2 = [0.36256e1, -0.18782e-2, 0.70555e-5, -0.67635e-8, 0.21556e-11];
end
% Calculo de los c_p de los gases
cp_co2 = R_u*(a_co2(1) + a_co2(2)*T + a_co2(3)*T^2 + a_co2(4)*T^3 ...
+ a_co2(5)*T^4); % (kJ/kmol K)
cp_h2o = R_u*(a_h2o(1) + a_h2o(2)*T + a_h2o(3)*T^2 + a_h2o(4)*T^3 ...
+ a_h2o(5)*T^4); % (kJ/kmol K)
cp_n2 = R_u*(a_n2(1) + a_n2(2)*T + a_n2(3)*T^2 + a_n2(4)*T^3 + ...
a_n2(5)*T^4); % (kJ/kmol K)
cp_o2 = R_u*(a_o2(1) + a_o2(2)*T + a_o2(3)*T^2 + a_o2(4)*T^3 + ...
a_o2(5)*T^4); % (kJ/kmol K)

% Fracciones molares de los gases
y_co2 = n_co2/n_m;
y_h2o = n_h2o/n_m;
y_n2 = n_n2/n_m;
y_o2 = n_o2/n_m;

% Propiedades de la mezcla
c_pm_n = y_co2*cp_co2 + y_h2o*cp_h2o + y_n2*cp_n2 + y_o2*cp_o2; % ...
(kJ/kmol K)
PM_m = y_co2*PM_co2 + y_h2o*PM_h2o + y_n2*PM_n2 + y_o2*PM_o2; % Peso ...
molecular de la mezcla (kg/kmol)
c_pm = c_pm_n/PM_m; % (kJ/kg K)
gamma_m = c_pm_n/(c_pm_n*R_u); % (-)
end

```

Función *propHaywood_n.m*

Función que devuelve las propiedades c_p (en base molar) y el peso molecular de la mezcla de los productos de la combustión que se encuentran a una temperatura T. Los datos de entrada son la temperatura de la mezcla y el número de moles de cada componente. El cálculo del c_p se realiza mediante la ecuación (4.39) de Haywood [112], cuyos coeficientes se encuentran en la tabla 4.10 de dicha referencia. El cálculo de las propiedades de la mezcla se realiza mediante las fracciones molares (análisis exacto para mezclas de gases ideales y aproximado para mezclas de gases reales).

Rango de temperatura válido para el cálculo de c_p :

CO₂: 300-5000 K
H₂O: 300-5000 K
N₂: 300-5000 K
O₂: 300-5000 K

```
% Estructura de la funcion:
```

```

% function [c_pm_n, PM_m] = propHaywood_n(T, n_co2, n_h2o, n_n2, n_o2)

% Peso molecular de las especies de los productos de combustion
PM_co2 = 44.01; % (g/mol)
PM_h2o = 18.015; % (g/mol)
PM_n2 = 28.0134; % (g/mol)
PM_o2 = 31.999; % (g/mol)

n_m = n_co2 + n_h2o + n_n2 + n_o2; % Numero de moles total en la mezcla
R_u = 8.31446261815324; % Constante universal de los gases (J/mol/K)

% Coeficientes de las especies de los productos de combustion
if T > 1000
    a_co2 = [0.44608e1, 0.30982e-2, -0.12393e-5, 0.22741e-9, -0.15526e-13];
    a_h2o = [0.27168e1, 0.29451e-2, -0.80224e-6, 0.10227e-9, -0.48472e-14];
    a_n2 = [0.28963e1, 0.15155e-2, -0.57235e-6, 0.99807e-10, -0.65224e-14];
    a_o2 = [0.36220e1, 0.73618e-3, -0.19652e-6, 0.36202e-10, -0.28946e-14];
else
    a_co2 = [0.24008e1, 0.87351e-2, -0.66071e-5, 0.20022e-8, 0.63274e-15];
    a_h2o = [0.40701e1, -0.11084e-2, 0.41521e-5, -0.29637e-8, 0.80702e-12];
    a_n2 = [0.36748e1, -0.12082e-2, 0.23240e-5, -0.63218e-9, -0.22577e-12];
    a_o2 = [0.36256e1, -0.18782e-2, 0.70555e-5, -0.67635e-8, 0.21556e-11];
end
% Calculo de los c_p de los gases
cp_co2 = R_u*(a_co2(1) + a_co2(2)*T + a_co2(3)*T^2 + a_co2(4)*T^3 ...
+ a_co2(5)*T^4); % (J/mol/K)
cp_h2o = R_u*(a_h2o(1) + a_h2o(2)*T + a_h2o(3)*T^2 + a_h2o(4)*T^3 ...
+ a_h2o(5)*T^4); % (J/mol/K)
cp_n2 = R_u*(a_n2(1) + a_n2(2)*T + a_n2(3)*T^2 + a_n2(4)*T^3 + ...
a_n2(5)*T^4); % (J/mol/K)
cp_o2 = R_u*(a_o2(1) + a_o2(2)*T + a_o2(3)*T^2 + a_o2(4)*T^3 + ...
a_o2(5)*T^4); % (J/mol/K)

% Fracciones molares de los gases
y_co2 = n_co2/n_m;
y_h2o = n_h2o/n_m;
y_n2 = n_n2/n_m;
y_o2 = n_o2/n_m;

% Propiedades de la mezcla
c_pm_n = y_co2*cp_co2 + y_h2o*cp_h2o + y_n2*cp_n2 + y_o2*cp_o2; % ...
(J/kmol/K)
PM_m = y_co2*PM_co2 + y_h2o*PM_h2o + y_n2*PM_n2 + y_o2*PM_o2; % Peso ...
molecular de la mezcla (g/mol)
% c_pm = c_pm_n/PM_m; % (J/kg/K)
% gamma_m = c_pm_n/(c_pm_n-R_u); % (-)
end

```

Referencias

- [1] W. R. Hawthorne y G. de V. Davis, “Calculating gas turbine performance,” *Engineering*, vol. 181, págs. 361–367, 1956.
- [2] K. Jordal, “Gas turbine cooling modeling—Thermodynamic analysis and cycle simulations,” Trabajo final de máster, Lund Institute of Technology, 1999.
- [3] J. H. Horlock, *Advanced Gas Turbine Cycles*. Pergamon, 2003.
- [4] Y. A. Çengel, M. A. Boles, y M. Kanoğlu, *Termodinámica*, 9^a ed. McGraw-Hill, 2019.
- [5] J. L. Kerrebrock, *Aircraft Engines and Gas Turbines*, 2^a ed. The MIT Press, 1992.
- [6] R. W. Haywood, *Analysis of Engineering Cycles: Power, Refrigerating and Gas Liquefaction Plant*, 4^a ed. Pergamon Press, 1991.
- [7] H. I. H. Saravanamuttoo, G. F. C. Rogers, H. Cohen, P. V. Straznicky, y A. C. Nix, *Gas Turbine Theory*, 7^a ed. Pearson, 2017.
- [8] M. P. Boyce, *Gas Turbine Engineering Handbook*, 4^a ed. Butterworth–Heinemann, 2012.
- [9] D. G. Wilson y T. Korakianitis, *The Design of High-Efficiency Turbomachinery and Gas Turbines*. MIT Press, 2014.
- [10] M. J. Casey y C. J. Robinson, *Radial Flow Turbocompressors: Design, Analysis, and Applications*. Cambridge University Press, 2021.
- [11] K. H. Lüdtke, *Process Centrifugal Compressors: Basics, Function, Operation, Design and Application*. Springer, 2004.
- [12] H. von Ohain, *Elements of Gas Turbine Propulsion* (por J. D. Mattingly). McGraw-Hill, 1996, págs. XV–LIV.
- [13] M. Muñoz, M. Valdés, y M. Muñoz, *Turbomáquinas Térmicas: Fundamentos del Diseño Termodinámico*. Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Madrid, 2001.
- [14] M. Muñoz y A. J. Rovira, *Máquinas térmicas*. UNED, 2014.
- [15] P. P. Walsh y P. Fletcher, *Gas Turbine Performance*, 2^a ed. Blackwell Science, 2004.
- [16] W. W. Bathie, *Fundamentals of Gas Turbines*, 2^a ed. Wiley, 1996.
- [17] J. A. Vélez, “Cámaras de combustión,” 2020, apuntes de Motores de Aeronaves, Grado en Ingeniería Aeroespacial. Universidad de Cádiz.

- [18] A. H. Lefebvre y D. R. Ballal, *Gas Turbine Combustion. Alternative Fuels and Emissions*, 3^a ed. CRC Press, 2010.
- [19] D. Fielding y J. E. C. Topps, “Thermodynamic data for the calculation of gas turbine performance,” Aeronautical Research Council, R & M No. 3099, 1959.
- [20] R. C. Wilcock, J. B. Young, y J. H. Horlock, “Gas properties as a limit to gas turbine performance,” en *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air*, vol. 2, págs. 799–807, Junio 2002.
- [21] J. H. Horlock, D. T. Watson, y T. V. Jones, “Limitations on gas turbine performance imposed by large cooling flows,” *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 123, págs. 487–494, Julio 2001.
- [22] A. Guha, “Performance and optimization of gas turbines with real gas effects,” en *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, vol. 215, págs. 507–512, núm. 4, Junio 2001.
- [23] A. G. Smith y R. D. Pearson, “The cooled gas turbine,” en *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 163, págs. 221–234, núm. 1, Junio 1950.
- [24] W. M. Rohsenow, “The effect of turbine blade cooling on efficiency of a simple gas turbine power plant,” Massachusetts Institute of Technology, Technical Report 4, Enero 1953.
- [25] J. B. Esgar y R. R. Ziemer, “Effects of turbine cooling with compressor air bleed on gas-turbine engine performance,” NACA, Research Memorandum E54L20, Marzo 1955.
- [26] G. T. Smith, J. C. Freche, y R. P. Cochran, “Experimental investigation of effect of cooling air on turbine performance of two turbojet engines modified for air-cooling,” NACA, Research Memorandum E55J19, Enero 1956.
- [27] W. R. Hawthorne, “The thermodynamics of cooled turbines: Part 1—The turbine stage,” *ASME*, vol. 78, núm. 8, págs. 1765–1779, Noviembre 1956.
- [28] W. R. Hawthorne, “The thermodynamics of cooled turbines: Part 2—The multistage turbine,” *ASME*, vol. 78, núm. 8, págs. 1781–1785, Noviembre 1956.
- [29] M. J. Holland y T. F. Thake, “Rotor blade cooling in high pressure turbines,” *Journal of Aircraft*, vol. 17, págs. 412–418, Junio 1980.
- [30] M. A. El-Masri, “On thermodynamics of gas-turbine cycles: Part 2—A model for expansion in cooled turbines,” *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 108, núm. 1, págs. 151–159, Enero 1986.
- [31] M. A. El-Masri, “On thermodynamics of gas-turbine cycles: Part 3—Thermodynamic potential and limitations of cooled reheat-gas-turbine combined cycles,” *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 108, núm. 2, págs. 160–168, Enero 1986.

- [32] M. A. El-Masri, “Exergy analysis of combined cycles: Part 1—Air-cooled brayton-cycle gas turbines,” *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 109, núm. 2, págs. 228–236, Abril 1987.
- [33] “Advanced turbine systems (ATS) program conceptual design and development,” General Electric Power Systems, Schenectady, Nueva York, Technical Report DOE/MC/30244-5631, Agosto 1996.
- [34] I. S. Diakunchak, M. P. Kursh, G. McQuiggan, y L. R. Southall, “Status of westinghouse’s advanced turbine systems program,” en *Proceedings of the ASME 1998 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, vol. 4, Estocolmo, Suecia, Junio 1998.
- [35] G. J. Van Fossen Jr. y F. S. Stepka, “Review and status of liquid-cooling technology for gas turbines,” NASA, Reference Publication 1038, Abril 1979.
- [36] F. J. Bayley y B. W. Martin, “A review of liquid cooling of high-temperature gas-turbine rotor blades,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 185, núm. 1, págs. 219–227, Junio 1970.
- [37] M. W. Horner, “High-temperature turbine technology program hot-gas path development test. Part II. Testing,” General Electric Company, Schenectady, Nueva York, Technical Report DOE/ET/10340-132, Marzo 1982.
- [38] M. W. Horner, “High-temperature turbine technology program turbine simulator tests with coal-derived low-btu gas fuel,” General Electric Company, Schenectady, Nueva York, Technical Report FE-1806-92, Noviembre 1980.
- [39] Siemens, “Siemens achieves breakthrough with 3D printed gas turbine blades,” [En línea], disponible en: <https://bit.ly/siemens-3D-printed-turbine-blades>.
- [40] General Electric Aviation, “The Blade Runners: This Factory Is 3D Printing Turbine Parts For The World’s Largest Jet Engine,” [En línea], disponible en: <https://invent.ge/46p3P8i>.
- [41] D. G. Godfrey, “Additive Manufacturing (AM) and the Honeywell Global Initiative,” Honeywell Aerospace, , 2015.
- [42] T. M. Pollock y S. Tin, “Nickel-based superalloys for advanced turbine engines: Chemistry, microstructure and properties,” *Journal of Propulsion and Power*, vol. 22, núm. 2, págs. 361–374, 2006.
- [43] General Electric Aviation, “GE Aviation invests in widespread rollout of GE Additive Arcam EBM technology to support GE9X blade production,” [En línea], disponible en: <https://invent.ge/3CTk9Rn>.
- [44] U. Habel, F. Heutling, C. Kunze, W. Smarsly, G. Das, y H. Clemens, “Forged intermetallic γ -tial based alloy low pressure turbine blade in the geared turbofan,” en *Proceedings of the 13th World Conference on Titanium*, págs. 1223–1227. John Wiley & Sons, Ltd, 2016.

- [45] O. Jimenez, H. Bagheri, J. McClain, K. Ridler, y T. Bornemisza, “CSGT: Final design and test of a ceramic hot section,” en *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2003*, vol. 1, págs. 685–692, Junio 2003.
- [46] J. Han, S. Dutta, y S. Ekkad, *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology*, 2^a ed. CRC Press, 2013.
- [47] R. J. Goldstein, “Film cooling,” en *Advances in Heat Transfer*, T. F. Irvine y J. P. Hartnett. Elsevier, 1971, vol. 7, págs. 321–379.
- [48] D. L. Gee y R. L. Webb, “Forced convection heat transfer in helically rib-roughened tubes,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 23, núm. 8, págs. 1127–1136, 1980.
- [49] M. E. Taslim y S. D. Spring, “Effects of turbulator profile and spacing on heat transfer and friction in a channel,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 8, núm. 3, págs. 555–562, Septiembre 1994.
- [50] J. C. Han y Y. M. Zhang, “High performance heat transfer ducts with parallel broken and V-shaped broken ribs,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 35, núm. 2, págs. 513–523, Febrero 1992.
- [51] J. C. Han, Y. M. Zhang, y C. P. Lee, “Augmented heat transfer in square channels with parallel, crossed, and V-shaped angled ribs,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 113, núm. 3, págs. 590–596, Agosto 1991.
- [52] R. S. Bunker, *Thermal Engineering in Power Systems*. WIT Press, 2008, Chapter 7: Innovative gas turbine cooling techniques.
- [53] J. C. Han, “Recent studies in turbine blade cooling,” *International journal of rotating machinery*, vol. 10, núm. 6, págs. 443–457, 2004.
- [54] J. H. Wagner, B. V. Johnson, y F. C. Kopper, “Heat transfer in rotating serpentine passages with smooth walls,” *Journal of Turbomachinery*, vol. 113, núm. 3, págs. 321–330, Julio 1991.
- [55] S. C. Arora y W. Abdel-Messeh, “Characteristics of partial length circular pin fins as heat transfer augmentors for airfoil internal cooling passages,” *Journal of Turbomachinery*, vol. 112, núm. 3, págs. 559–565, Julio 1990.
- [56] G. D. Steuber y D. E. Metzger, “Heat transfer and pressure loss performance for families of partial length pin fin arrays in high aspect ratio rectangular ducts,” en *Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference*, vol. 6, págs. 2915–2920, San Francisco, California, Enero 1986.
- [57] T. Simon y J. Piggush, *Thermal Engineering in Power Systems*. WIT Press, 2008, Chapter 8: Hot gas path heat transfer characteristics/active cooling of turbine components.
- [58] B. A. Brigham y G. J. Van Fossen, “Length to diameter ratio and row number effects in short pin fin heat transfer,” NASA, Technical Memorandum 83005, Marzo 1983.

- [59] D. E. Metzger, C. S. Fan, y S. W. Haley, “Effects of pin shape and array orientation on heat transfer and pressure loss in pin fin arrays,” *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 106, núm. 1, págs. 252–257, Enero 1984.
- [60] M. K. Chyu, Y. Hsing, V. Natarajan, y J. S. Chiou, “Effects of perpendicular flow entry on convective heat/mass transfer from pin-fin arrays,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 121, núm. 3, págs. 668–674, Julio 1999.
- [61] H. Martin, “Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces,” *Advances in Heat Transfer*, vol. 13, págs. 1–60, 1977.
- [62] E. Sparrow y T. Wong, “Impingement transfer coefficients due to initially laminar slot jets,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 18, núm. 5, págs. 597–605, 1975.
- [63] R. Viskanta, “Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 6, núm. 2, págs. 111–134, 1993.
- [64] R. S. Bunker, J. E. Dees, y P. Palafox, *Jet Impingement Cooling in Gas Turbines*. WIT Press, 2014, Chapter 1: Impingement Cooling in Gas Turbines: Design, Applications and Limitations.
- [65] R. S. Amano y B. Sundén, *Jet Impingement Cooling in Gas Turbines*, Serie: Developments in Heat Transfer. WIT Press, 2014.
- [66] R. N. Koopman y E. M. Sparrow, “Local and average transfer coefficients due to an impinging row of jets,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 19, núm. 6, págs. 673–683, Junio 1976.
- [67] L. M. Florschuetz, R. A. Berry, y D. E. Metzger, “Periodic streamwise variations of heat transfer coefficients for inline and staggered arrays of circular jets with crossflow of spent air,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 102, núm. 1, págs. 132–137, Febrero 1980.
- [68] B. R. Hollworth y R. D. Berry, “Heat transfer from arrays of impinging jets with large jet-to-jet spacing,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 100, núm. 2, págs. 352–357, Mayo 1978.
- [69] P. Hrycak, “Heat transfer from a row of impinging jets to concave cylindrical surfaces,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 24, núm. 3, págs. 407–419, Marzo 1981.
- [70] B. R. Hollworth y L. Dagan, “Arrays of impinging jets with spent fluid removal through vent holes on the target surface—part 1: Average heat transfer,” *Journal of Engineering for Power*, vol. 102, núm. 4, págs. 994–999, Octubre 1980.
- [71] A. H. Epstein, J. L. Kerrebrock, J. J. Koo, y U. Z. Preiser, “Rotational effects on impingement cooling,” Massachussets Institute of Technology, GTL Report núm 184, 1985.

- [72] C. Gau y C. Lee, "Impingement cooling flow structure and heat transfer along rib-roughened walls," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 35, núm. 11, págs. 3009–3020, Noviembre 1992.
- [73] G. M. Azad, Y. Huang, y J. C. Han, "Jet impingement heat transfer on pinned surfaces using a transient liquid crystal technique," en *Proceedings of the 8th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, vol. II, págs. 731–738, Honolulu, Hawaii, Marzo 2000.
- [74] G. M. Azad, Y. Huang, y J. C. Han, "Impingement heat transfer on dimpled surfaces using a transient liquid crystal technique," *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 14, núm. 2, págs. 186–193, 2000.
- [75] A. A. Khalatov, "Vortex technologies in aerospace engineering," en *Proceedings of the U.S.–Ukrainian Workshop on Innovative Combustion and Aerothermal Technologies in Energy and Power Systems*, Kiev, Mayo 2001.
- [76] M. K. Chyu, Y. Yu, H. Ding, J. P. Downs, y F. O. Soechting, "Concavity enhanced heat transfer in an internal cooling passage," en *Proceedings of the ASME 1997 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, vol. 3: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration, Orlando, Florida, Junio 1997.
- [77] H. K. Moon, T. O'Connell, y B. Glezer, "Channel height effect on heat transfer and friction in a dimpled passage," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 122, núm. 2, págs. 307–313, Enero 2000.
- [78] G. I. Mahmood, M. L. Hill, D. L. Nelson, P. M. Ligrani, H. K. Moon, y B. Glezer, "Local heat transfer and flow structure on and above a dimpled surface in a channel," *Journal of Turbomachinery*, vol. 123, núm. 1, págs. 115–123, Febrero 2000.
- [79] F. Seibold, P. Ligrani, y B. Weigand, "Flow and heat transfer in swirl tubes — A review," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 187, 2022.
- [80] A. Ogawa, *Vortex Flow*, Serie: Fine Particle Science & Technology. CRC Press, 1993.
- [81] N. Hay y P. D. West, "Heat transfer in free swirling flow in a pipe," *Journal of Heat Transfer*, vol. 97, núm. 3, págs. 411–416, Agosto 1975.
- [82] B. Glazer, H. K. Moon, y T. Lin, "Turbine cooling system," Patente de Estados Unidos US 5 603 606A, 1994.
- [83] B. Glezer, H. K. Moon, y T. O'Connell, "A novel technique for the internal blade cooling," en *Proceedings of the ASME 1996 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, Serie: Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, vol. 4: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration, Junio 1996.
- [84] P. M. Ligrani, C. R. Hedlund, R. Thambu, B. T. Babinchak, H. K. Moon, y B. Glezer, "Flow phenomena in swirl chambers," en *Proceedings of the ASME*

- 1997 *International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, Serie: Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, vol. 3: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration, Junio 1997.
- [85] B. Glezer, H. K. Moon, J. Kerrebrock, J. Bons, y G. Guenette, "Heat transfer in a rotating radial channel with swirling internal flow," en *Proceedings of the ASME 1998 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, Serie: Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, vol. 4: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration, Junio 1998.
- [86] C. R. Hedlung, P. M. Ligrani, H. K. Moon, y B. Glezer, "Heat transfer and flow phenomena in a swirl chamber simulating turbine blade internal cooling," *Journal of Turbomachinery*, vol. 121, núm. 4, págs. 804–813, Octubre 1999.
- [87] A. A. Khalatov, N. Syred, P. Bowen, R. Al-Ajmi, A. Kozlov, y A. Schukin, "Innovative cyclone cooling scheme for gas turbine blade: Thermal-hydraulic performance evaluation," en *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2000: Power for Land, Sea, and Air*, vol. 3: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration, Mayo 2000.
- [88] R. Yao, H. Su, Y. Cheng, J. Wang, y J. Pu, "Numerical investigation of a novel multistage swirl cooling conception in blade leading edge of gas turbine," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 172, pág. 107269, 2022.
- [89] Y. Ma, X. Fan, X. Huai, y K. Cheng, "Numerical investigation on multi-stage swirl cooling at mid-chord region of gas turbine blades," *Applied Thermal Engineering*, vol. 216, pág. 119003, 2022.
- [90] G. Lin, K. Kusterer, D. Bohn, T. Sugimoto, R. Tanaka, y M. Kazari, "Investigation on heat transfer enhancement and pressure loss of double swirl chambers cooling," *Propulsion and Power Research*, vol. 2, núm. 3, págs. 177–187, 2013.
- [91] W. Du, L. Luo, S. Wang, J. Liu, y B. Sundén, "Heat transfer and flow structure in a detached latticework duct," *Applied Thermal Engineering*, vol. 155, págs. 24–39, 2019.
- [92] V. Gorelov, M. Goikhenberg, y V. Malkov, "The investigation of heat transfer in cooled blades of gas turbines," en *AIAA 26th Joint Propulsion Conference*, núm. Report No.: AIAA-1990-2144, 1990.
- [93] G. P. Nagoga, *Effective methods of cooling of blades of high temperature gas turbines*. Publishing House of Moscow Aerospace Institute, 1996, (En ruso).
- [94] R. S. Bunker, "Latticework (Vortex) Cooling Effectiveness: Part 1 — Stationary Channel Experiments," en *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2004: Power for Land, Sea, and Air*, vol. 3, págs. 909–918, Junio 2004.
- [95] K. Saha, S. Guo, S. Acharya, y C. Nakamata, "Heat transfer and pressure measurements in a lattice-cooled trailing edge of a turbine airfoil," en *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air*, vol. 4: Heat Transfer, Parts A and B, págs. 1117–1125, Junio 2008.

- [96] Y. Rao y S. Zang, “Flow and heat transfer characteristics in latticework cooling channels with dimple vortex generators,” *Journal of Turbomachinery*, vol. 136, núm. 2, pág. 021017, Octubre 2013.
- [97] Rolls-Royce plc, *The Jet Engine*. Rolls-Royce, 1996.
- [98] J. E. Mayhew, J. W. Baughn, y A. R. Byerley, “The effect of freestream turbulence on film cooling adiabatic effectiveness,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 24, núm. 5, págs. 669–679, 2003.
- [99] R. S. Bunker, “A review of shaped hole turbine film-cooling technology,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 127, núm. 4, págs. 441–453, Marzo 2005.
- [100] H. Haselbacher, *Standard handbook of powerplant engineering* (Editado por T. C. Elliott). McGraw-Hill, 1989, Capítulo 2.5.
- [101] N. Zhang, W. J. Yang, y C. P. Lee, “Heat transfer and friction loss performance in flow networks with multiple intersections,” *Experimental Heat Transfer*, vol. 6, núm. 3, págs. 243–257, 1993.
- [102] R. S. Bunker, J. C. Bailey, C. P. Lee, y C. W. Stevens, “In-wall network (mesh) cooling augmentation of gas turbine airfoils,” en *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2004: Power for Land, Sea, and Air*, vol. 3, págs. 1007–1018, Junio 2004.
- [103] A. V. Murra, P. T. Ireland, y E. Romero, “Experimental and computational methods for the evaluation of double-wall, effusion cooling systems,” *Journal of Turbomachinery*, vol. 142, núm. 11, pág. 111003, Septiembre 2020.
- [104] J. B. Young y R. C. Wilcock, “Modeling the air-cooled gas turbine: Part 1—General thermodynamics,” *ASME Journal of Turbomachinery*, vol. 124, núm. 2, págs. 207–213, Abril 2002.
- [105] J. D. Denton, “Loss mechanisms in turbomachines,” en *Proceedings of the ASME 1993 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*, Serie: Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air, vol. 2, Mayo 1993.
- [106] W. Traupel, *Thermische Turbomaschinen*. Springer-Verlag, 1966.
- [107] J. H. Horlock, “The basic thermodynamics of turbine cooling,” *Journal of Turbomachinery*, vol. 123, núm. 3, págs. 583–592, Marzo 2000.
- [108] A. H. Shapiro, *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*. Ronald Press, 1953, vol. 1.
- [109] J. E. Hartsel, “Prediction of effects of mass-transfer cooling on the blade-row efficiency of turbine airfoils,” en *10th Aerospace Sciences Meeting*, 1972.
- [110] S. L. Dixon y C. A. Hall, *Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery*, 7^a ed. Elsevier Butterworth–Heinemann, 2013.
- [111] Mitsubishi Heavy Industries, “M701J Gas Turbines Series,” [En línea], disponible en: <https://power.mhi.com/products/gasturbines/lineup/m701j>.

- [112] J. B. Haywood, *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, 1988.