

IX.- PERDIDAS EN LA CÁMARA DE COMBUSTIÓN Y EN LOS ALABES

IX.1.- PERDIDAS DE CARGA EN LA CÁMARA DE COMBUSTIÓN

Las pérdidas de carga que se producen en la cámara de combustión pueden ser:

- a) *Pérdidas hidráulicas*
- b) *Pérdidas debidas al proceso de aportación de energía térmica al fluido*

Pérdidas hidráulicas.- La velocidad del aire a la salida del compresor alcanza valores del orden de 175 m/seg; a fin de garantizar un proceso normal de combustión, la velocidad media del aire tiene que ser del orden de los 60 m/seg, por lo que para disminuir la velocidad del aire, se coloca un difusor al comienzo de la cámara de combustión.

Las pérdidas hidráulicas en la cámara de combustión son debidas fundamentalmente a:

- a) *Pérdidas en el difusor*
- b) *Pérdidas en el torbellinador*
- c) *Pérdidas en la mezcla de los chorros de aire secundario y terciario, con la corriente de aire primario.*

Las pérdidas por rozamiento de la corriente con las paredes tienen poca importancia.

En general, cuanto más efectiva sea la mezcla, mayor será la pérdida de carga, por lo que es necesario llegar a una solución de compromiso entre la uniformidad de la distribución de temperaturas a la salida y unas pérdidas de carga reducidas. En las turbinas de gas de aviación, el conducto comprendido entre la salida de la cámara de combustión y la entrada en la turbina es muy corto, por lo que el compromiso que se alcanza es tal que la no uniformidad de la temperatura llega a ser de hasta un $\pm 17\%$ del valor medio. En turbinas de gas industriales la longitud de dicho conducto es mayor, pudiendo ser más uniforme la distribución de temperaturas, si bien a expensas de mayores pérdidas de carga.

Representación de la pérdida de carga durante la combustión, en el diagrama (T-s).- En la transformación (2' 3) la transmisión de calor va acompañada de una pérdida de presión Δp_2 , disminuyendo la energía Q_1 transmitida al gas, que se corresponde con un incremento de entropía ($s_{ba} = s_{33'}$); estas pérdidas de carga durante la combustión vienen representadas por el área (33'ab), igual al área (2'3'nm), Fig IX.1.

Las pérdidas térmicas en la cámara de combustión se recuperan parcialmente en la turbina por

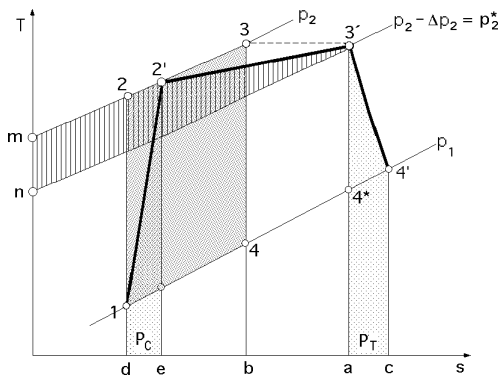


Fig IX.1.- Pérdidas de carga durante la combustión
 nitud relativamente pequeña

cuanto el trabajo de rozamiento de los gases se transforma en calor que aumenta su entalpía en la expansión, y el área del ciclo aumenta por pasar del punto 3 al 3'; estas pérdidas vienen dadas por el área (m2'3'n) ó el (3'3'ab).

Todo ello equivale a una disminución del rendimiento de la turbina, de forma que el nuevo rendimiento se puede poner en la forma:

$$\eta_{T^*} = k \eta_T = 1 - \frac{\Delta}{\Delta - 1} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\Delta p_2}{p_2} \eta_T$$

siendo $\Delta p_2 = \Delta p_{c \text{ ám. combustión}}$ y la relación $\frac{\Delta p_2}{p_2}$ una mag-

Pérdidas térmicas.- Son debidas al hecho de que siempre que se aporta energía térmica a un fluido que circula a través de un conducto, aunque no exista fricción, se produce un aumento de su volumen específico y una pérdida de presión.

Cuando se aporta calor a un gas que circula a velocidad constante por un conducto, sin fricción, éste tiene que ser divergente por la ecuación de continuidad, ya que al calentarse el gas su volumen específico aumenta, al tiempo que disminuye la presión.

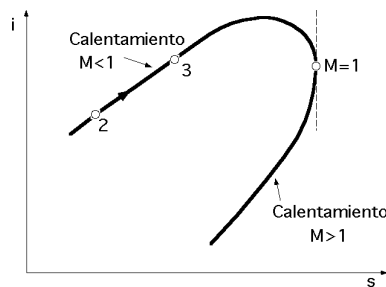


Fig IX.2

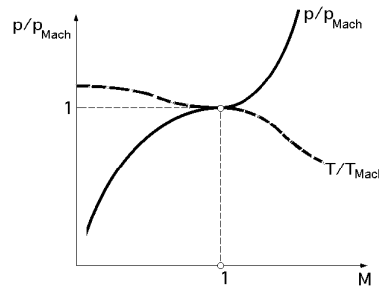


Fig IX.3

En el proceso de aportar calor a un gas que circula por un conducto de sección constante en ausencia de rozamientos, como se desprende del estudio de la curva de Rayleigh del flujo compresible unidimensional, el estado final del proceso 3 se encuentra sobre la curva de Rayleigh que pasa por el estado inicial 2 del proceso, Fig IX.2. Esto es lo que sucede en una cámara de combustión en la que se tiene un flujo subsónico y por ello los puntos 2 y 3 se encuentran sobre la rama superior de la curva de Rayleigh.

Cuando se trata de un aporte de calor, tanto si el flujo es subsónico como supersónico, la presión disminuye. Se han representado las variaciones de $\frac{p}{p_{Mach}}$ y $\frac{T}{T_{Mach}}$ en función del número de Mach, para un proceso de transferencia térmica a un fluido compresible que circula por un conducto de sección constante sin rozamiento, es decir, según una línea de Rayleigh, Fig IX.3.

En las cámaras de combustión de las turbinas de gas los números de Mach a la entrada tienen valores pequeños ($0,17 < M < 0,15$) lo que unido a unos valores del grado de calentamiento $\frac{T_3}{T_2} = \frac{\Phi}{\Delta}$ del orden de 2 a 3, da como resultado unas pérdidas por este concepto realmente pequeñas.

En la Fig IX.4 se han representado estas pérdidas en función del grado de calentamiento para distintos valores del número de Mach a la entrada en la cámara de combustión. La línea de trazos representa el límite para el cual el n° de Mach a la salida alcanza un valor igual a la unidad.

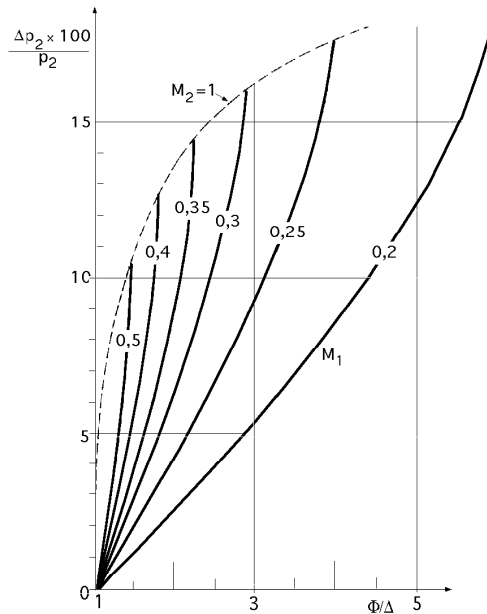


Fig IX.4.- Pérdidas para diversos grados de calentamiento, en función del nº Mach M

La pérdida de presión total en la cámara de combustión de una turbina de gas industrial, puede llegar a ser del orden de un 2% de la presión de entrada, mientras que en la de una turbina de gas de aviación está entre el 4% y el 7%. Este valor llega a ser incluso superior a un 17% en las cámaras de postcombustión de los turboreactores.

IX.2.- RENDIMIENTO DE UNA CÁMARA DE COMBUSTIÓN

El balance térmico en la cámara de combustión de una turbina de gas se puede poner en la forma:

$$G_{\text{aire}} \frac{C_{\text{aire}}^2}{2} + G_{\text{comb}} \frac{C_{\text{comb}}^2}{2} + G_{\text{aire}} (\Delta i_{fa} + i_2) + G_{\text{comb}} (\Delta i_{fc} + i_{2c}) =$$

$$= Q_{\text{pérd}} + G_{\text{gases}} (\Delta i_{fg} + i_3) + G_{\text{gases}} \frac{C_{\text{gases}}}{2}$$

en la que:

Δi_{fa} , Δi_{fc} y Δi_{fg} son las entalpías de formación por unidad de masa del aire, del combustible y de los productos de la combustión

i_2 es la entalpía de entrada del aire en la cámara de combustión

i_{2c} es la entalpía de entrada del combustible en la cámara de combustión

i_3 es la entalpía de entrada de los productos de la combustión en la turbina

G_{aire} , G_{comb} y G_{gases} son el número de kg de aire, kg de combustible y kg de gases de la combustión.

Si se resta a ambos miembros de la ecuación anterior el valor ($G_{\text{gases}} \Delta i_{fg}^0$), en el que Δi_{fg}^0 representa la entalpía de formación por unidad de masa de los productos de la combustión completa en el supuesto de que éstos sean los correspondientes a las condiciones normales de temperatura, se tiene:

$$G_{\text{aire}} \frac{C_a^2}{2} + G_{\text{comb}} \frac{C_c^2}{2} + (G_{\text{aire}} \Delta i_{fa} + G_{\text{comb}} \Delta i_{fc} - G_{\text{gases}} \Delta i_{fg}^0) + G_{\text{aire}} i_2 + G_{\text{comb}} i_{2c} =$$

$$= Q_{\text{pérd}} + G_{\text{gases}} (\Delta i_{fg} - \Delta i_{fg}^0) + G_{\text{gases}} i_3 + G_{\text{gases}} \frac{C_g^2}{2}$$

en la que: $\left\{ \begin{array}{l} (G_{\text{aire}} \Delta i_{fa} + G_{\text{comb}} \Delta i_{fc} - G_{\text{gases}} \Delta i_{fg}^0) \text{, es la energía aplicada por el combustible} \\ Q_{\text{pérd}} \text{, son las pérdidas térmicas} \end{array} \right.$

La energía aportada por el combustible es:

$$Q_1 = G_{\text{aire}} \Delta i_{\text{fa}} + G_{\text{comb}} \Delta i_{\text{fc}} - G_{\text{gases}} \Delta i_{\text{fg}}^0 = G_{\text{comb}} \left(\frac{1}{F} \Delta i_{\text{fa}} + \Delta i_{\text{fc}} - \frac{1+F}{F} \Delta i_{\text{fg}}^0 \right) = G_{\text{comb}} P_{\text{ci}}$$

con:

$(1 + F)$ el número de kg de la mezcla combustible estequiométrica, 1 kg de aire y F kg de combustible; F es el dosado.

P_{ci} la potencia calorífica del combustible a presión constante, que se define como la cantidad de calor desprendida de la combustión completa de 1 kg de combustible en condiciones normales de presión y temperatura, saliendo los gases residuales a la misma presión y temperatura

Las pérdidas por combustión incompleta B son: $P_{\text{comb. incompleta}} = B = G_{\text{gases}} (\Delta i_{\text{fg}} - \Delta i_{\text{fg}}^0)$

Sustituyendo estos valores en la ecuación del balance térmico de la cámara de combustión, se tiene:

$$Q_1 = G_{\text{gases}} \left(i_3 + \frac{c_g^2}{2} \right) - G_{\text{aire}} \left(i_2 + \frac{c_a^2}{2} \right) - G_{\text{comb}} \left(i_{2c} + \frac{c_c^2}{2} \right) + Q_{\text{pérd}} + B$$

El rendimiento de la cámara de combustión es:

$$\eta_{\text{cám comb}} = \frac{G_{\text{gases}} \left(i_3 + \frac{c_g^2}{2} \right) - G_{\text{aire}} \left(i_2 + \frac{c_a^2}{2} \right) - G_{\text{comb}} \left(i_{2c} + \frac{c_c^2}{2} \right)}{G_{\text{gases}} \left(i_3 + \frac{c_g^2}{2} \right) - G_{\text{aire}} \left(i_2 + \frac{c_a^2}{2} \right) - G_{\text{comb}} \left(i_{2c} + \frac{c_c^2}{2} \right) + Q_{\text{pérd}} + B}$$

Si se desprecian los términos de energía cinética resulta:

$$\eta_{\text{cám comb}} = \frac{G_{\text{gases}} i_3 - G_{\text{aire}} i_2 - G_{\text{comb}} i_{2c}}{G_{\text{comb}} P_{\text{ci}}} = \frac{G_{\text{T}} i_3 - G_{\text{C}} i_2 - G_{\text{comb}} i_{2c}}{G_{\text{comb}} P_{\text{ci}}}$$

y si se desprecia la entalpía sensible del combustible:

$$\eta_{\text{cám comb}} = \frac{(G_{\text{aire}} + G_{\text{comb}}) i_3 - G_{\text{aire}} i_2}{G_{\text{comb}} P_{\text{ci}}} = \left| \begin{array}{l} G_{\text{gases}} = G_{\text{T}} = G_{\text{aire}} + G_{\text{comb}} \\ G_{\text{aire}} = 1 \Rightarrow G_{\text{comb}} = F \end{array} \right| = \frac{(1 + F) i_3 - i_2}{F P_{\text{ci}}}$$

Si se desprecian las energías cinéticas del aire y de los productos de la combustión, resulta:

$$\eta_{\text{cám comb}} = \frac{(1 + F) i_3 - i_2}{F P_{\text{ci}}}$$

El rendimiento de la cámara de combustión depende de las pérdidas de calor a través de las paredes de la cámara y a la combustión incompleta, que viene ocasionada por los siguientes factores:

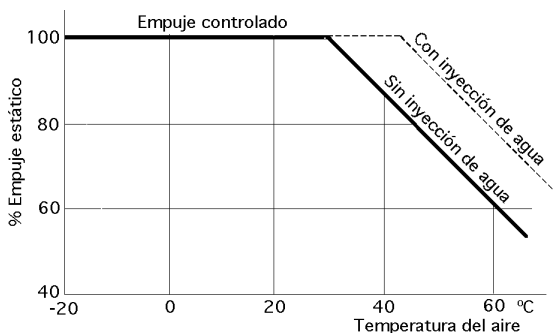


Fig IX.5.- Restauración del empuje añadiendo agua

a) Defectos de formación de la mezcla, debido a que los inyectores pueden dirigir las gotas de forma que se vean arrastradas a lo largo de las paredes del tubo de llama.

b) Enfriamiento local de la llama en puntos de entrada del aire secundario, impidiendo el normal desplazamiento del equilibrio químico hacia la formación del CO_2 .

La influencia del equilibrio químico es poco importante si no se da la situación anterior.

IX.3.- PERDIDAS EN LOS ALABES DE LA TURBINA

El paso relativo t , Fig IX.6, influye sobre las características del grill, o persiana de álabes; con un paso demasiado grande, el fluido está mal guiado, lo que puede dar lugar a desprendimientos de la vena fluida si la desviación es elevada; por el contrario, un paso demasiado pequeño aumenta la proporción de las superficies que rozan, lo que ocasiona un descenso del rendimiento.

El esfuerzo F que actúa sobre un álabe, en función de la circulación Γ , es de la forma:

$$F = \rho \Gamma c_{\infty} a = \rho t a c_{\infty} (c_2 \cos \alpha_2 - c_1 \cos \alpha_1)$$

siendo c_{∞} una velocidad ficticia, inferior a c_1 y c_2 .

La diferencia de presión media sobre las caras del perfil, siendo L la longitud de la cuerda, distancia

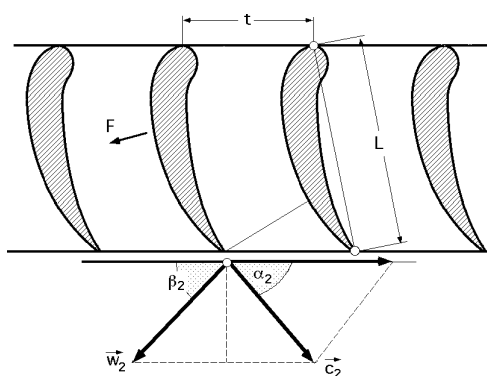


Fig IX.6.- Persiana de álabes

entre los puntos de ataque y salida, es: $\Delta p = \frac{F}{L a}$

La expresión del coeficiente de carga C es:

$$C = \frac{F}{a L \frac{\rho c_2^2}{2}} = 2 \frac{p}{L} c_{\infty} \frac{c_2 \cos \alpha_2 - c_1 \cos \alpha_1}{c_2^2}$$

La experiencia muestra que el valor óptimo del coeficiente de carga C así definido apenas varía, para cualquier tipo de álabes, por lo que se puede partir de C para determinar el paso relativo que corresponde a los ángulos α_1 , α_2 ó β_1 , β_2 dados.

Para los álabes móviles de la turbina de acción en la que ($\beta_1 = \beta_2$) y suponiendo ($w_1 = w_2$) el coeficiente de carga C tiene por expresión:

$$C = 2 \frac{P}{L} \sin 2 \beta \quad ; \quad \frac{P}{L} = \frac{C}{2 \sin 2 \beta} \Rightarrow \begin{cases} \frac{P}{L} = C, & \text{para } \beta = 15^\circ \\ \frac{P}{L} = 0,575 C, & \text{para } \beta = 60^\circ \end{cases}$$

resultados que pueden parecer curiosos, pues hacen corresponder a las desviaciones más fuertes los pasos relativos mayores; sin embargo hay que tener en cuenta que el esfuerzo sobre el álabe depende no sólo de la desviación $\delta = 180^\circ - (\beta_1 + \beta_2)$, sino también del caudal, que disminuye con el ángulo β .

En la turbina de acción, el coeficiente de reducción de velocidad del álabe ψ ó φ , según se trate de un álabe móvil o fijo, disminuye cuando el ángulo de desviación aumenta. Para un mismo ángulo de desviación el rendimiento varía con el paso entre álabes.

Determinación del ángulo β_2 de salida del álabe.- El valor del ángulo de salida medio interviene en el trazado de los triángulos de velocidades. Este ángulo difiere en general del ángulo del álabe β_2 , desviación debida al hecho de que los filetes de fluido que están en medio del chorro de vapor están peor guiados que los situados en la proximidad de las paredes y, por tanto, menos desviados.

Para los pasos relativos que corresponden al mejor rendimiento y cuando la arista de salida está convenientemente afilada, se encuentra que el ángulo medio de salida difiere muy poco del ángulo cuyo seno sea igual a la relación entre la longitud de la garganta x y el paso t , en menos de 2° .

Influencia de la compresibilidad.- La influencia de la compresibilidad no empieza a manifestarse hasta que se alcanzan, en diversos puntos del flujo, velocidades próximas a la del sonido c_s .

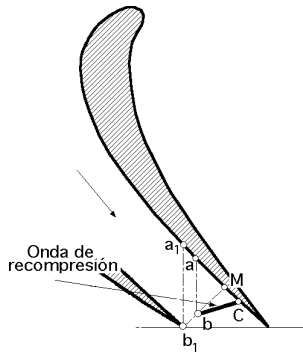


Fig IX.7.- Influencia de la compresibilidad

Cuando la relación de expansión en los distribuidores aumenta, las velocidades crecen y se alcanza la velocidad del sonido en el punto M del extradós, Fig IX.7, en la proximidad de la sección más estrecha, en donde debido a la curvatura de los filetes de fluido, la depresión es máxima.

Cuando la relación de expansión crece y se alcanza la velocidad del sonido en el punto a, a lo largo de una curva (ab), la recompresión se efectúa mediante una onda de choque oblicua C. Si la relación de expansión aumenta aún más, se alcanza la velocidad del sonido en toda la sección del canal (a₁b₁),

(relación de expansión crítica r_C), más allá de la cual el gasto es independiente de la presión aguas abajo; en esta situación r ≤ r_C, la vena supersónica en la que hay una presión p₁ en la salida de la tobera penetra en una zona de presión inferior p₂, y la expansión continúa produciéndose fuera de la tobera mediante unos frentes de ondas estacionarias que parten de las aristas.

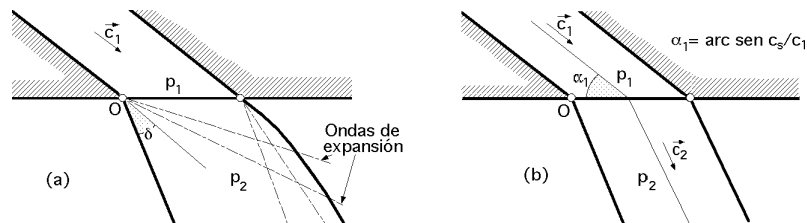


Fig IX.8.a.b.- Expansión de una vena supersónica a la salida de la tobera

Si la sección de salida forma con la tobera un ángulo igual al ángulo de Mach: $\alpha_1 = \text{arc sen } \frac{c_s}{c_1}$, el frente de onda que parte de la arista aguda se confunde con la superficie de salida; la vena se extiende en bloque en la dirección que corresponde a la expansión pivotante alrededor de O y las pérdidas de energía son menores.

Esta disposición se emplea cuando la relación, p₂/p₀, no es muy inferior a la relación crítica; de esta forma se acorta el canal suprimiendo la zona divergente, mejorándose el rendimiento sobre todo en regímenes anormales, Fig IX.8.b.

Por encima de una determinada relación de expansión conviene utilizar canales convergente-divergentes, que sólo presentan un buen rendimiento para la relación de expansión prevista; en particular, en régimen subsónico funcionan mal.

Los fenómenos que se producen en un álabe convergente-divergente son análogos a los que se originan en una tobera de canal de paso rectilíneo; si el flujo en la parte divergente de la tobera es supersónico, las perturbaciones aguas abajo no pueden remontarse aguas arriba.

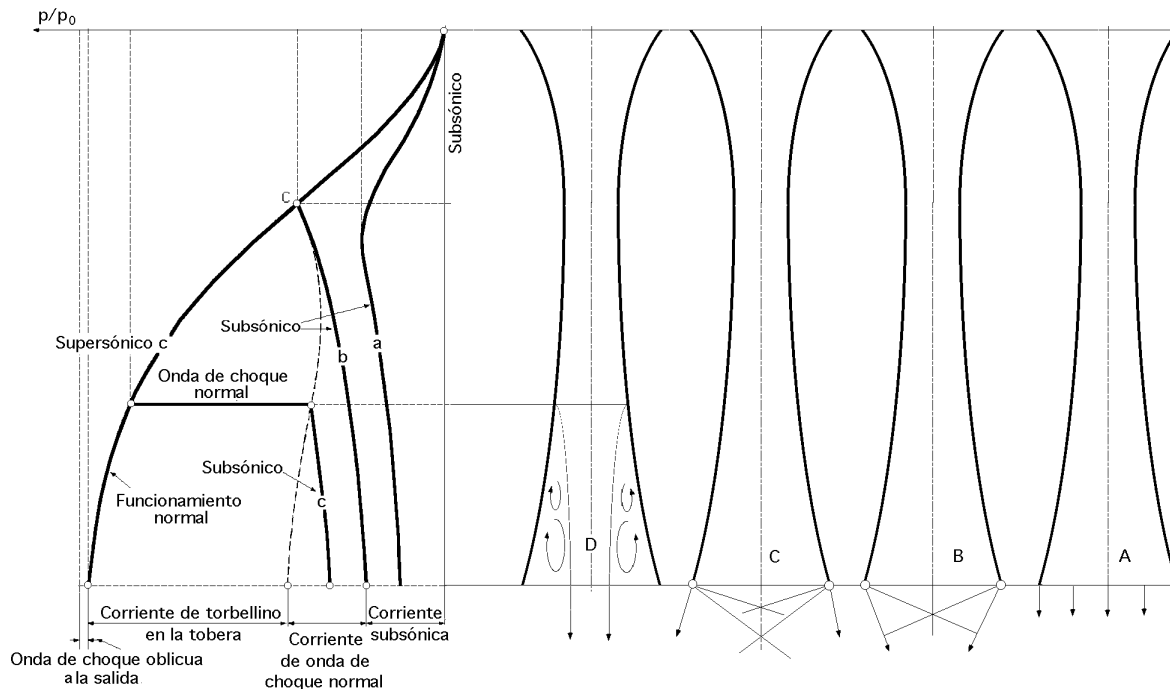
Si p₁ es la presión dentro de la tobera a la salida y p₂ la presión aguas abajo, si p₂ sube más allá de p₁, la expansión se hace normalmente en el divergente hasta p₁, después se produce una recompresión seguida por una onda de choque oblicua, dependiendo su inclinación de la relación $\frac{p_2}{p_1}$ y se hace normal

cuando p₂ alcance un cierto valor p_{2'}. Más allá de p₂ la onda de choque permanece normal, pero remonta progresivamente en el divergente acompañada con frecuencia de un desprendimiento. Aguas abajo de la onda de choque la velocidad es inferior a la del sonido.

A partir del momento en que la onda de choque alcanza la garganta, el movimiento se hace subsóni-

co y la tobera funciona como convergente-divergente para fluidos incompresibles, existiendo expansión en la zona convergente y recompresión en la divergente

Si, $p_2 < p_1$ la vena se extiende en la tobera hasta la presión p_1 . Cuando la presión en el recinto es p_2 , experimenta una expansión pivotante de p_1 a p_2 que provoca una tremenda divergencia.



A) Funcionamiento normal, $p_1 = p_2$; B) Recompresión de ondas de choque oblicuas, $p_1 < p_2 < p_2'$

C) Expansión fuera de la tobera mediante frentes de ondas estacionarias (expansión pivotante), $p_2 < p_1$

D) Recompresión por onda de choque normal que remonta hacia el cuello, con desprendimientos eventuales, $p_2 < p_1$

Fig IX.9.- Funcionamiento de una tobera convergente-divergente

RELACIÓN DE EXPANSIÓN LIBRE. - Esta relación permite conocer la forma de evitar los fenómenos sónicos. El aumento de la presión en un fluido incompresible, viene dada por la relación entre la depresión máxima sobre el extradós y la presión dinámica del fluido aguas abajo, de la forma $\frac{2 \Delta p}{\rho c_1^2} \Big|_0$

Para velocidades elevadas esta relación varía según la ley de Prandtl-Glauert, siendo p_c la presión en el punto de máxima depresión, garganta de la tobera, cuando se alcanza la velocidad del sonido en dicho punto, en la forma.:

$$\frac{\Delta p}{\rho c_1^2} = \frac{\left(\frac{2 \Delta p}{\rho c_1^2}\right)_0}{\sqrt{1 - M^2}} = \frac{p_1 - p_c}{\rho c_1^2} = \frac{1 - \frac{p_c}{p_1}}{\frac{\rho c_1^2}{2 p_1}} = \frac{1 - \frac{p_c}{p_1}}{\frac{\gamma M_1^2}{2}} =$$

$$= \left| \begin{array}{l} \frac{p_c}{p_0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} ; \quad M_1^2 = \frac{c_1^2}{c_s^2} = \frac{2}{\gamma - 1} \left\{ \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} - 1 \right\} \\ \frac{p_0}{p_1} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} ; \quad \frac{p_c}{p_1} = \frac{p_c}{p_0} = \frac{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}}{\left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \end{array} \right| = \frac{\left(\frac{\Delta p}{\rho c_1^2}\right)_0}{\sqrt{1 - M^2}} = \frac{1 - \frac{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}}{\left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}}}{\frac{\gamma M_1^2}{2}}$$

que permite calcular el valor de M_1 límite y la relación de expansión límite correspondiente.

INFLUENCIA DEL ÁNGULO DE ATAQUE.- La Fig IX.10 muestra el reparto de las presiones sobre el intradós y el extradós de un álabe de acción para un ángulo de ataque normal α_1 ; en este régimen el movimiento es regular y las sondas muestran que las capas límites de las paredes tienen un espesor pequeño. Si el ángulo de entrada disminuye ($\alpha_1' < \alpha_1$) se produce una depresión en el extradós en la proximidad inmediata del borde de entrada, y aumenta el área del diagrama, así como el esfuerzo motor sobre el álabe.

Si el ángulo de entrada aumenta, se produce un aumento de la velocidad y una depresión con lo que disminuye el área del diagrama. Variaciones del ángulo de entrada poco importantes, no afectan ni al movimiento, ni a las presiones en el resto del canal, ni al ángulo de salida del fluido.

Si existe una gran diferencia entre los ángulos de ataque respecto al ángulo teórico, el movimiento se complica con desprendimientos en el intradós o en el extradós que aumentan las pérdidas del álabe y al prolongarse en todo el movimiento pueden afectar al ángulo de salida del fluido.

Estos desprendimientos se producen con regímenes tanto más próximos al régimen de adaptación cuanto más agudo es el borde de ataque del álabe. Cuando sea necesario tener una gran amplitud de adaptación, es indispensable proveer a los álabes de un borde de ataque suficientemente redondeado.

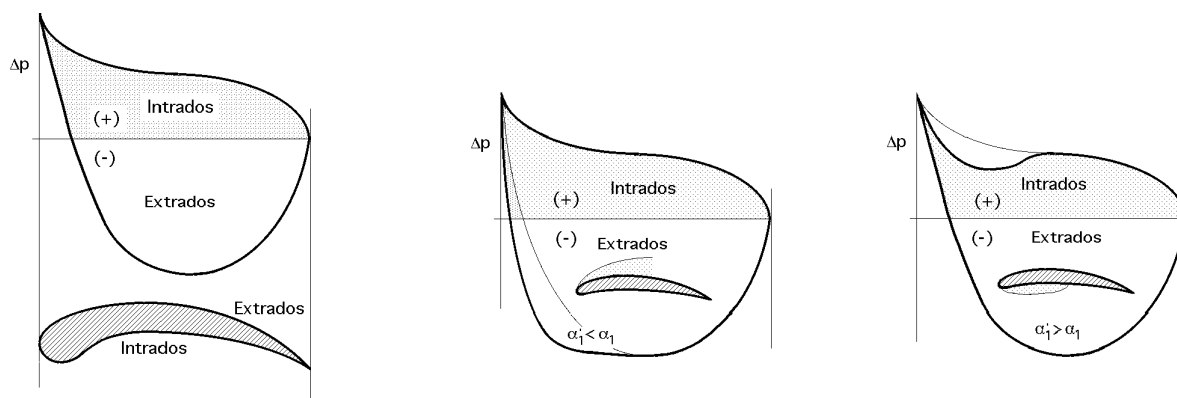


Fig IX.10.- Reparto de presiones sobre el intradós y el extradós; influencia del ángulo de ataque

Fuera del régimen de adaptación y para un álabe de acción que tenga la misma altura de vena a la entrada y a la salida:

Si $\alpha_1 < \alpha_2$, aumenta la presión, el álabe funciona como un mal difusor debido a la curvatura de los filetes de fluido, y los desprendimientos aparecen muy rápidamente

Si $\alpha_1 > \alpha_2$, se presenta una caída de presión en la transversal del canal, con lo que aparece un cierto grado de reacción.

Los distintos filetes de fluido que salen de un distribuidor de perfil constante se sitúan en un hiperboloide de revolución cuyo semiángulo del vértice de las generatrices del cono asintótico es el complementario del ángulo de inyección.