

CAPITULO 6

TOMAS DE AIRE SUPERSONICAS

6.1. INTRODUCCION

En este Capítulo se inicia el estudio de las tomas de aire supersónicas. Desde el punto de vista propulsivo el vehículo más sencillo con toma de aire supersónica es el estatorreactor supersónico de combustión subsónica. El objeto de la toma de aire es, en estos vehículos, el de decelerar la corriente incidente hasta una velocidad compatible con la de propagación de llama.

Un difusor supersónico es un conducto, no necesariamente axilsimétrico, en el que la corriente se decelera desde el régimen supersónico hasta una velocidad aproximadamente sónica. Un difusor subsónico recibe la corriente subsónica y convierte prácticamente toda la energía cinética en presión. Se puede decir, en general, que una toma de aire supersónica se compone de un difusor supersónico y uno subsónico.

El proyecto básico de un difusor supersónico en un gas ideal y en condiciones de vuelo, velocidad e incidencia fijas no presenta grandes dificultades. Sin embargo, en la práctica no se puede despreciar la viscosidad porque la capa límite interacciona con las ondas de choque (ver Apéndice 6A), dando lugar a configuraciones muy complicadas con ondas de choque inestables, desprendimiento de la capa límite dentro y fuera del difusor, y formación de capas de torbellinos en la corriente exterior. Existen métodos semiempíricos que permiten tener en cuenta varios de estos efectos pero, en la mayoría de los casos, hay que recurrir a ensayos en túnel. Finalmente, el que durante el vuelo varíen el número de Mach y la incidencia de la toma complica más el problema.

6.2. DIFERENCIAS ENTRE UNA TOMA SUBSONICA Y UNA SUPERSONICA

Un modelo simplificado de toma de aire es el conducto aerodinámico o ala canal de la Fig. 6.1. El conducto aerodinámico puede ser considerado como el análogo axilsimétrico de un perfil en vuelo próximo al suelo.

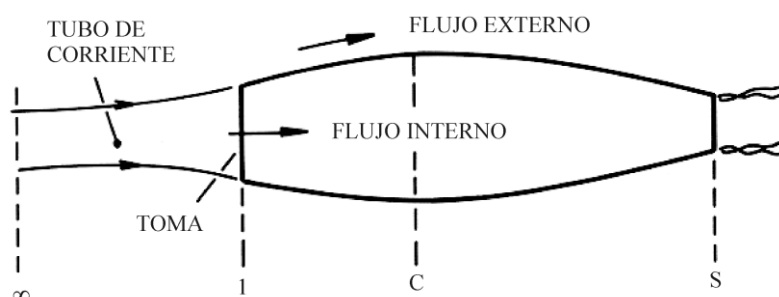


Fig. 6.1. Conducto aerodinámico o ala canal. C: sección característica; S: salida.

En régimen subsónico el gasto en el interior del conducto deberá asegurar el cumplimiento de la condición de Kutta-Yukovski en todo el borde anular de salida.

A velocidades de vuelo bajas (régimen incompresible) cuando las pérdidas en el interior del conducto son poco apreciables, la presión de remanso en la sección de salida, p_{s0} , será igual a $p_{\infty 0}$ y la velocidad de salida, U_s , valdrá

$$\frac{U_s}{U_\infty} = \sqrt{1 - c_{ps}}$$

donde c_{ps} estará gobernado por la geometría exterior del conducto en las proximidades de la sección de salida. c_{ps} es generalmente pequeño y, por tanto, $U_s \cong U_\infty$ y el área de captura será aproximadamente igual a la de salida, sin que influya para nada el área de la toma.

Para aumentar el gasto se aumenta el área de salida, por ejemplo, sin aumentar la de la toma. La deceleración en el interior del conducto inducirá una pérdida de presión de remanso de manera que $p_{so} = p_\infty - \Delta p_o$, y por tanto

$$\left(\frac{U_s}{U_\infty}\right)^2 = 1 - c_{ps} - \frac{\Delta p_o}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}$$

Las pérdidas en el interior del conducto se expresan en función de la velocidad en una sección característica, de área A_c

$$\Delta p_o = k \frac{1}{2} \rho U_c^2 = k \left(\frac{A_s}{A_c}\right)^2 \frac{1}{2} \rho U_s^2$$

donde se supone que k es constante. Combinando ambas ecuaciones se obtiene

$$\frac{U_s}{U_\infty} = \sqrt{\frac{1 - c_{ps}}{1 + k(A_s / A_c)^2}}$$

Cuando las pérdidas sean dominantes el área de captura, A_∞ , deja de depender de A_s ,

$$\frac{A_s U_s}{A_c U_\infty} = \frac{A_\infty U_\infty}{A_c} = \sqrt{\frac{1 - c_{ps}}{k}}$$

La variación del área de captura, A_∞ , con el área de salida, A_s , sería la representada por la curva 1 en la Fig. 6.2.

Si se considera ahora el régimen subsónico alto, la curva de variación de A_∞ con A_s será, en principio, semejante a la anterior, pero el valor asintótico de A_∞ se alcanza ahora por una razón física diferente: al aumentar el área de salida y, por tanto, el gasto, llega un momento en que el área de entrada, A_1 , se hace crítica, a partir de cuyo momento es imposible aumentar más el gasto y, por tanto, A_∞ (curva 2 de la Fig. 6.2).

Si el régimen de vuelo es supersónico no hay que invocar el cumplimiento de la condición de Kutta-Yukovski. La deceleración se consigue, como se verá enseguida, mediante un sistema de ondas de choque. Cuando este sistema está en el interior del conducto no hay deceleración delante de la toma y $A_\infty = A_1$ (curva 3 de la Fig. 6.2).

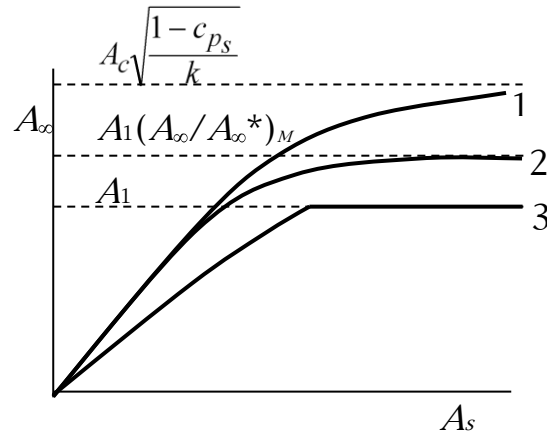


Fig. 6.2. Variación del área de captura, A_{∞} , con el área de la sección de salida del conducto, A_s , en tres casos típicos.

6.3. DECELERACION DE LA CORRIENTE INCIDENTE

Para apreciar mejor el problema del compromiso entre la recuperación de la presión y la resistencia, obsérvese la Fig. 6.3, donde se muestran diversas maneras de decelerar la corriente.

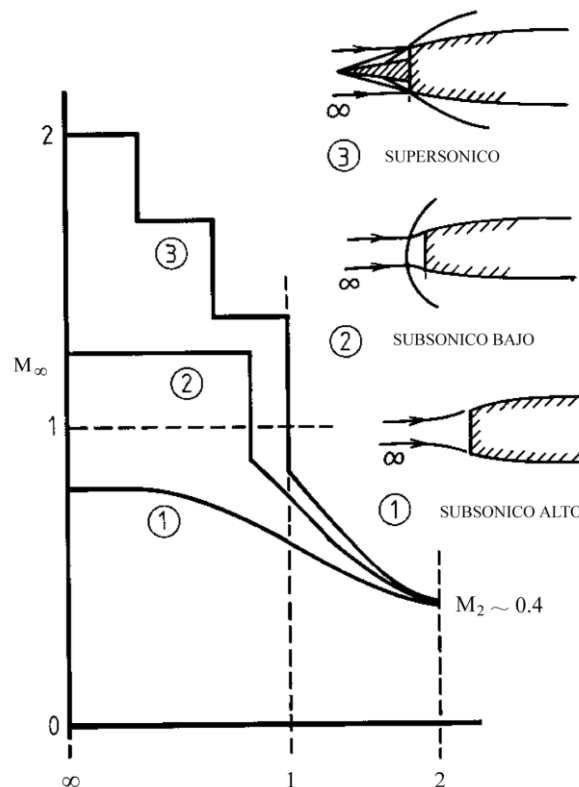


Fig. 6.3. Deceleración de la corriente en diversos tipos de tomas. Sección 1: entrada de la toma; sección 2: entrada del motor.

1. En subsónico alto la deceleración (compresión) es suave y continua. Si el tubo de corriente no baña ninguna pared el rendimiento es el 100%, lo que sugiere hacer el área de la toma igual al área a la entrada del motor. Pero este área sería muy grande dando lugar a una resistencia grande (es mejor una carena más aerodinámica). Además, si hay superficies externas mojadas la brusquedad de la deceleración sería pernicioso. Por lo tanto es necesario un compromiso.

2. Si M_∞ es aproximadamente 1.4 se puede emplear una toma con onda de choque normal (en realidad es una onda de choque curva desprendida que se puede considerar normal en su parte central). Esta onda se encarga de decelerar la corriente que va a entrar en la toma a velocidad subsónica. La posición de la onda y, por lo tanto, la parte de compresión (subsónica) que aparece entre la onda y el labio de la toma, depende del área de la entrada A_1 . El área de entrada está limitada por la resistencia de pre-entrada (resistencia aditiva). Si $A_1 = A_\infty$ se elimina esta resistencia pero la deceleración subsónica se hace más difícil, pues debe efectuarse internamente en su totalidad.
3. En vuelo supersónico alto ($M_\infty \approx 2$) una deceleración con sólo una onda de choque normal sería demasiado disipativa. Una posible solución sería un conjunto (dos en el caso de la figura) de ondas de choque oblicuas, seguidas de una onda normal poco intensa que decelera la corriente hasta régimen subsónico, pero a cambio de agravar el problema de la deceleración subsónica.

6.4. PARAMETROS QUE CARACTERIZAN UN DIFUSOR SUPERSONICO

Son tres:

- 1) Magnitud y uniformidad de la presión de remanso en la sección de salida 2 (recuperación de la presión de remanso).
- 2) Relación entre el área de captura, A_∞ , y el área de la toma, A_1 (o relación de gastos másicos).
- 3) Resistencia aerodinámica total del difusor.

El comportamiento global del difusor depende simultáneamente de estos tres parámetros. Mejoras introducidas en uno de ellos se traducen en pérdidas en los otros. Además, para evitar el deterioro de las características en condiciones distintas de las de proyecto, habrá que utilizar (como se verá después) tomas de aire de geometría variable.

6.5. RECUPERACION DE LA PRESION DE REMANSO

Se define el rendimiento del difusor, η_D , como el cociente de las presiones de remanso, $\eta_D = p_{2o}/p_{1o}$, donde los subíndices 1 y 2 corresponden, respectivamente, a condiciones a la entrada y a la salida del difusor.

Las pérdidas se deben a la capa límite y a las ondas de choque. La naturaleza de las ondas se complica por la interacción con la capa límite. Lo que en teoría se considera una onda de choque normal en un difusor es, en la práctica, un sistema de ondas muy complicado que se extiende a lo largo de una longitud de varias veces el diámetro del conducto.

Además del valor medio de la recuperación de presión de remanso, interesa conocer la uniformidad de la corriente en la sección de salida. Se suele usar con este fin el parámetro de distorsión de la corriente, D .

$$D = \frac{p_{2o\max} - p_{2o\min}}{\bar{p}_{2o}}$$

Es aconsejable adjuntar gráficos, como la Fig. 6.4, que dan las líneas donde p_{t2}/p_{t10} toma valores constantes. La figura corresponde a un difusor con cono central como el que aparece en el caso 3 en la Fig. 6.3. Obsérvese la influencia del ángulo de ataque en la distorsión.

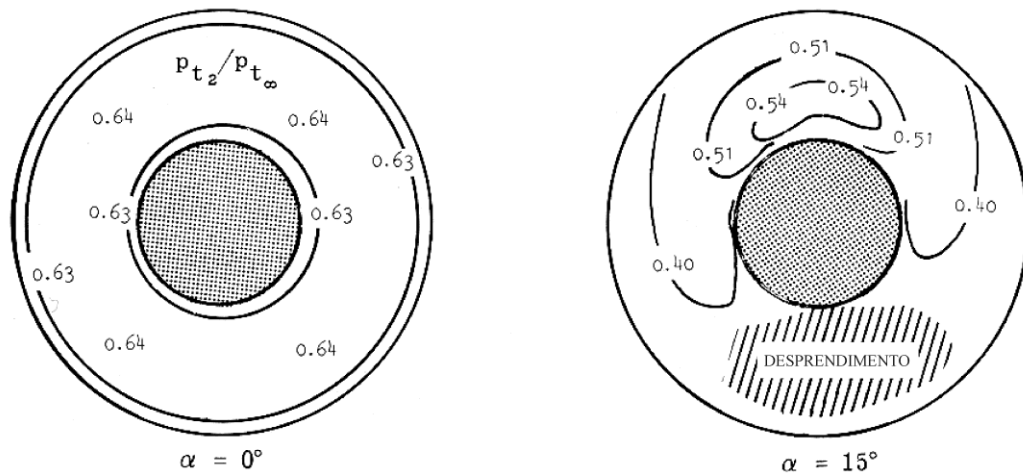


Fig. 6.4. Distorsión típica a la salida de un difusor con cono central. $M_\infty = 3$. $p_{t2}/p_{t10} = p_{20}/p_{10}$

Cuando aparezca una onda de choque delante del difusor se incluirá el efecto disipativo de dicha onda en la definición de η_D . Por eso se suele escribir $\eta_D = p_{20}/p_{\infty 0}$, donde $p_{\infty 0} = p_{10}$ cuando no hay tal onda de choque.

6.6. RELACION ENTRE EL AREA DE CAPTURA Y EL AREA DE LA TOMA

En la Fig. 6.5 se ve que el área de captura, A_∞ , puede ser menor que el área de la toma. Cuando la onda de choque se sitúa en la toma (o dentro del difusor), $A_\infty = A_1$, en caso contrario $A_\infty < A_1$.

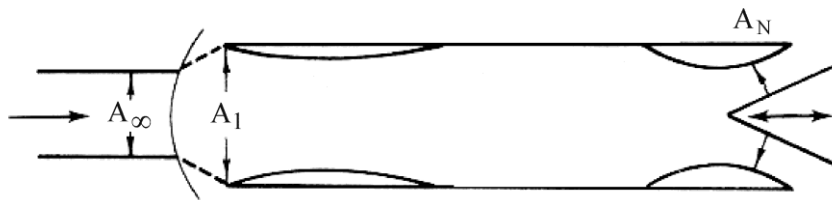


Fig. 6.5a. Instalación para medir la relación entre las áreas de captura y toma.

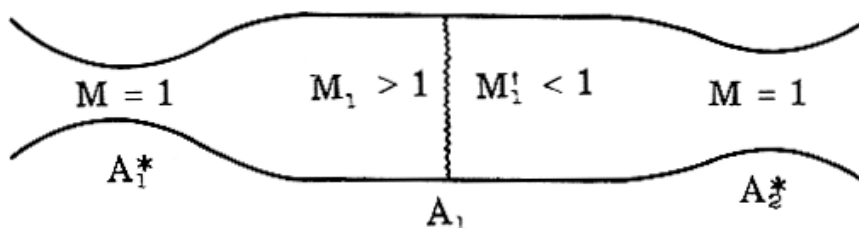


Fig. 6.5b. Tobera con dos gargantas críticas, con un proceso disipativo entre ambas.

La relación entre el gasto másico a una velocidad dada y el máximo gasto másico que podría entrar en el difusor a la misma velocidad de vuelo es precisamente igual a la relación entre el área de captura y el área de la toma.

$$\frac{m_\infty}{m_1} = \frac{\rho_\infty U_\infty A_\infty}{\rho_\infty U_\infty A_1} = \frac{A_\infty}{A_1}$$

Para medir A_∞/A_1 en el túnel supersónico se utiliza un difusor con garganta de salida crítica cuya área se puede variar a voluntad con una válvula de aguja (Fig. 6.5a).

Transformando de forma apropiada la ecuación anterior:

$$\frac{A_\infty}{A_1} = \frac{A_N}{A_1} \frac{A_\infty^*}{A_N} \left(\frac{A_\infty}{A_\infty^*} \right)_{M_\infty} = \frac{A_N}{A_1} \frac{p_{No}}{p_{\infty o}} \left(\frac{A_\infty}{A_\infty^*} \right)_{M_\infty} = \frac{A_N}{A_1} \eta_D \left(\frac{A_\infty}{A_\infty^*} \right)_{M_\infty}$$

donde A_∞^* es el área crítica correspondiente a las condiciones incidentes no perturbadas y η_D es el rendimiento del difusor.

$(A_\infty/A_\infty^*)_{M_\infty}$ es una función conocida de M_∞ que se obtiene aplicando la ecuación de continuidad:

$$\frac{A_\infty}{A_\infty^*} = \frac{\rho_\infty^*}{\rho_\infty} \frac{U_\infty^*}{U_\infty} = \frac{\rho_\infty^*}{\rho_\infty} \sqrt{\frac{T_\infty^*}{T_\infty}} \frac{1}{M_\infty} = \frac{1}{M_\infty} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2}{\frac{\gamma+1}{2}} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

A_∞^*/A_N es la relación de áreas críticas delante y detrás de la onda. Para comprobar que esta relación es igual a la inversa de la relación de presiones de remanso se considera una tobera (Fig. 6.5b) con dos gargantas críticas, 1 y 2, entre las que aparece un proceso disipativo adiabático (onda de choque, capa límite, etc.). De la ecuación de continuidad se deduce:

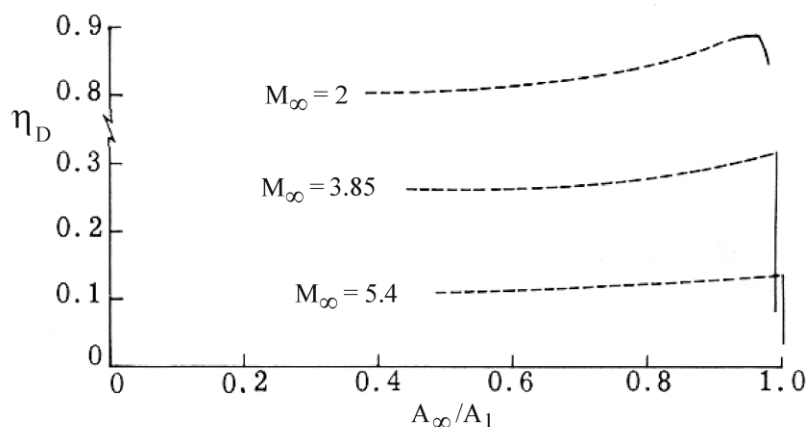
$$\frac{A_1^*}{A_2^*} = \frac{\rho_2^*}{\rho_1^*} \frac{U_2^*}{U_1^*} = \frac{p_2^*}{p_1^*} \sqrt{\frac{T_1^*}{T_2^*}}$$

Como la temperatura de remanso se conserva, también se conserva la crítica, pues $T^* = [2/(\gamma+1)]T_o$, por tanto, $T_1^* = T_2^*$. Del mismo modo, como $p^* = [2/(\gamma+1)]^{1/\gamma-1} p_o$, será $p_2^*/p_1^* = p_{2o}/p_{1o}$, por tanto, volviendo a la notación anterior:

$$\frac{A_\infty^*}{A_N} = \frac{p_{No}}{p_{\infty o}}$$

Con el fin de conocer el área efectiva A_N para cada posición de la aguja se hace un tarado previo utilizando un difusor con onda de choque normal situada corriente arriba. Al aumentar A_N la onda se acerca a la toma hasta que en condiciones críticas se sitúa en la entrada. En estas condiciones $A_\infty = A_1$; como se mide η_D y $(A_\infty/A_\infty^*)_{M_\infty}$ depende del Mach incidente, se determina A_N/A_1 para esa posición de la válvula. A continuación se varía M_∞ y se repite el ciclo hasta ver aparecer la onda de choque en la toma, con lo que se tiene el nuevo valor de A_N/A_1 para la nueva posición de la válvula.

En la Fig.6.6 se muestran curvas típicas de variación de η_D con A_∞/A_1 para diferentes números de Mach de vuelo. En este caso particular el difusor considerado es de onda oblicua (Fig. 6.14) por eso hay varios valores de η_D para $A_\infty/A_1 = 1$. Los diferentes η_D corresponden a distintas posiciones (y, por tanto, intensidades) de la onda normal que sigue a la oblicua. En cuanto el difusor "vomita" la onda, η_D decrece. Aunque parece lógico intentar que la onda esté siempre en la entrada, esto no es siempre conveniente; en el caso de difusores con onda normal es mejor situarla un poco por delante de la entrada para hacer la configuración más insensible al ángulo de ataque. Si el vehículo debe volar a distintos números de Mach hay que variar la configuración de



la toma.

Fig. 6.6. Rendimiento de un difusor de onda oblicua para diferentes relaciones de áreas.

6.7. RESISTENCIA AERODINAMICA DEL DIFUSOR

La resistencia aerodinámica externa del difusor se compone de dos términos:

- 1) Resistencia externa de la carena, suma de la de fricción más la de onda, que se calculan de la forma usual.

Cuando no se puede separar la carena del resto del vehículo se supone que aquella se prolonga hasta una sección en la que se recupera la presión estática exterior.

- 2) Resistencia aditiva, D_A . Es la proyección en la dirección U_∞ de la resultante de las fuerzas de presión a lo largo de líneas de corriente divisorias como la AB de la Fig. 6.7.

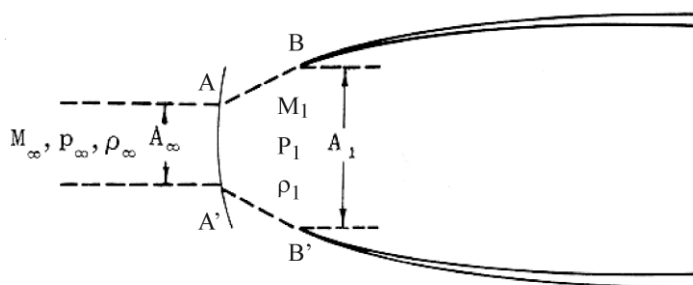


Fig. 6.7. Volumen de control para calcular la resistencia aditiva.

La resistencia aditiva es nula cuando $A_\infty = A_1$, pero aumenta mucho cuando el difusor "vomita" la onda de choque.

Para tener una idea del valor de la resistencia aditiva consideramos el difusor de la Fig. 6.7, que opera con una onda de choque desprendida. Aplicando el teorema de conservación de la cantidad de movimiento al elemento AB,B'A' tenemos:

$$\rho_1 U_1^2 A_1 - \rho_\infty U_\infty^2 A_\infty = p_\infty A_\infty - p_1 A_1 + D_A$$

Reordenando:

$$D_A = p_\infty A_1 \left\{ \frac{p_1}{p_\infty} (1 + \gamma M_1^2) - \frac{A_\infty}{A_1} (1 + \gamma M_\infty^2) \right\}$$

A efectos de calcular p_1 y M_1 se puede suponer que en la zona AA' la onda de choque es plana y normal, por tanto:

$$\frac{p_1}{p_\infty} (1 + \gamma M_1^2) = 1 + \gamma M_\infty^2$$

$$D_A = p_\infty (1 + \gamma M_\infty^2) A_1 \left(1 - \frac{A_\infty}{A_1} \right)$$

En la Fig. 6.8 se ve que la resistencia aditiva, D_A , de un difusor típico aumenta al disminuir la relación de áreas, A_∞/A_1 , de manera que para condiciones subcríticas (onda de choque desprendida) suficientemente alejadas de las de proyecto, la resistencia aditiva es el sumando fundamental en la resistencia aerodinámica externa del difusor. El que la onda esté ligeramente delante de la entrada tiene, además de la ventaja comentada anteriormente, la de que la resistencia de onda de la carena disminuye sin que aumente excesivamente la resistencia aditiva.

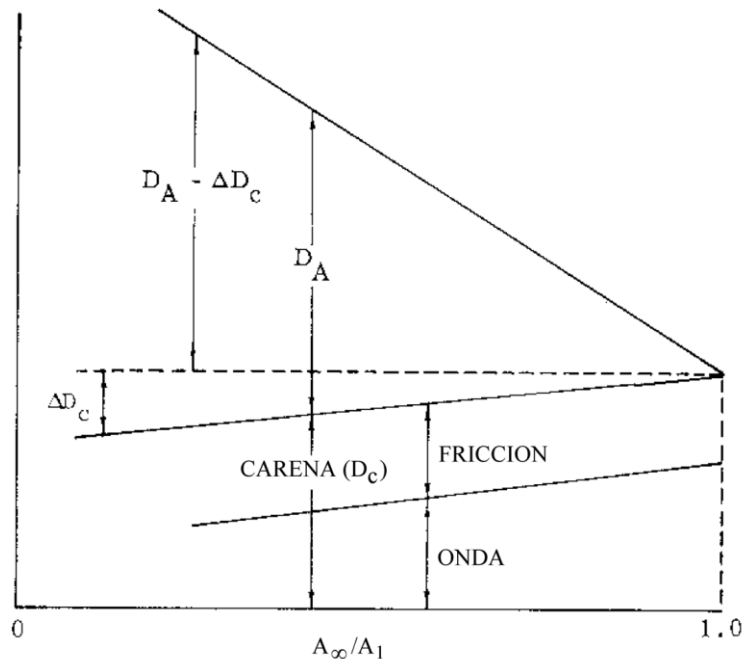


Fig 6.8. Influencia de la resistencia aditiva en la resistencia externa del difusor.

La Fig. 6.9 muestra la variación con M_∞ de la resistencia externa de un difusor diseñado para volar a $M_\infty = 3$.

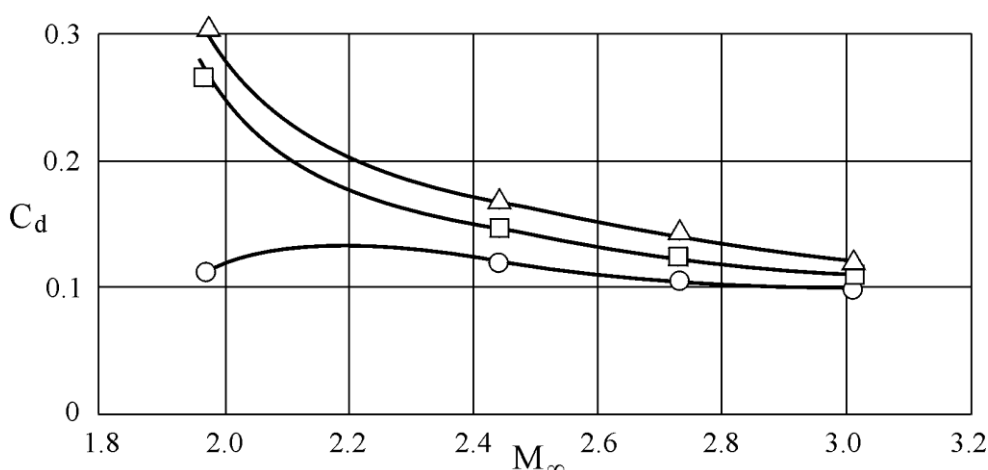


Fig. 6.9. Sumandos que componen la resistencia externa de un difusor supercrítico, proyectado para $M_\infty = 3$. Las "resistencias de la carena" que aparecen en la figura son sólo de presión. Δ Resistencia total; $\square$ resistencia de carena más resistencia aditiva; $\circ$ resistencia de carena.

En lo que sigue estudiaremos las características fundamentales de varios difusores típicos.

6.8. DIFUSOR CON ONDA DE CHOQUE NORMAL

Desde el punto de vista teórico, la forma más sencilla de decelerar la corriente es utilizar una onda de choque normal. En este caso habrá que tener en cuenta las pérdidas a través de la onda de choque además de las debidas a la viscosidad. Las pérdidas a través de la onda de choque son nulas cuando el Mach incidente en la onda vale 1, y crecen al aumentar éste.

Pudiera pensarse que el difusor ideal con onda de choque normal es una tobera convergente-divergente con la onda de choque en la garganta. En la práctica ocurre que la onda de choque es inestable cuando está situada en la parte convergente de la tobera o en la garganta, y en cambio es estable en la parte divergente, donde la onda será más intensa que en la garganta.

No se puede estabilizar la onda de choque en la parte convergente del difusor, porque cualquier mecanismo perturbador que la acerque a la garganta debilita la onda y aumenta la presión de remanso detrás. Este aumento de presión de remanso tenderá a aumentar el gasto a través de la garganta. La onda de choque continuará moviéndose hasta que haya abandonado la zona convergente. En la zona divergente, como se demuestra de forma análoga, el equilibrio es estable.

Por lo tanto, si la presión a la salida del difusor es tal que la onda de choque se presenta corriente arriba de la garganta, la onda emergerá del conducto y se situará como se indica en las Figs. 6.3 y 6.5.

Cuando la onda de choque se sitúa delante de la entrada, no es posible ingerirla salvo que la relación entre el área de la garganta, A_g , y el área de la entrada, A_1 , sea, para cada valor de M_∞ , igual o mayor que la representada en la curva B de la Fig. 6.10. Dicha curva se calcula suponiendo que la onda de choque está situada en la entrada, y que la garganta es crítica para condiciones detrás de la onda, plana y normal. La expresión de A_g/A_1 está calculada en el apartado siguiente. Cuando la onda se ha situado detrás de la garganta del difusor se puede reducir el área de la garganta al valor dado por la curva A de la Fig. 6.10. Esta curva se calcula

igualando el área de la garganta al área crítica para condiciones delante de la onda, los detalles están en el apartado siguiente.

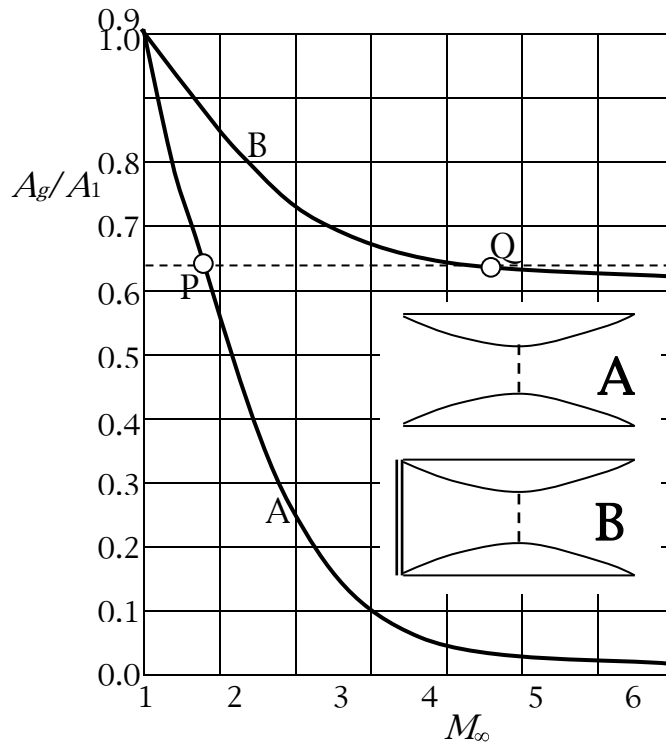


Fig. 6.10. Relación de áreas A_g/A_1 en función de M_∞ . $\gamma = 1.4$.

Suponiendo ahora que el vehículo, con un valor fijo de A_g/A_1 , se acelera desde $M_\infty = 1$ hasta M_∞ de Q, el difusor no se tragará la onda en cuanto el vehículo supere el M_∞ correspondiente al punto P, pues la garganta es demasiado pequeña, sino cuando llegue al punto Q. Para un M_∞ ligeramente inferior a Q la onda estará muy cerca por delante de la toma.

De lo explicado en el párrafo anterior se deduce que una vez que la onda ha retrocedido hasta la sección de entrada, al sobrepasar el punto Q se desplazará a lo largo del difusor hasta estabilizarse en una sección de la zona divergente cuya área sea igual a la de la sección de entrada.

La posición exacta de la onda en la parte divergente del difusor dependerá del acoplamiento entre las características de la toma y las del motor situado detrás. Sin embargo, para independizar en lo posible los estudios de toma y motor, se supone que las condiciones de salida del difusor se regulan de manera que la onda de choque se sitúe en la garganta (realmente un poco corriente abajo de ella, pues la posición en la misma garganta es inestable). Con la onda de choque en la garganta, el rendimiento, η_D , será máximo para cada M_∞ .

Si con el vehículo en las condiciones Q y la onda en el difusor se disminuye el número de Mach, M_∞ , el difusor no vomitará la onda hasta llegar al punto P. Durante este proceso de deceleración ocurre lo siguiente (suponiendo que se gobiernan las condiciones de salida de forma que la onda de choque se sitúe en la garganta). Al disminuir M_∞ la intensidad de la onda y el gasto a través de ella disminuyen, en particular el gasto valdrá $\rho_\infty U_\infty A_1$. Al llegar a P la intensidad de la onda se reduce a cero y el gasto es el crítico para las condiciones incidentes no perturbadas. Disminuyendo muy ligeramente M_∞ la garganta será notablemente menor que la crítica y no podrá acomodar un gasto que es ligeramente menor que el crítico (note en la Fig. 6.10 lo grande que es la pendiente de la curva A en el punto P). Para reducir el gasto tendrá que aparecer la onda de choque desprendida.

En resumen, la posición de la onda de choque para condiciones de vuelo entre P y Q depende de la historia del proceso. Para evitar este efecto de histéresis y conseguir, para el Mach de proyecto, una onda de choque situada en garganta crítica (curva A de la Fig. 6.10), el difusor necesita un área de arranque mucho mayor (curva B), o un sistema propulsivo adicional que acelere el vehículo por encima de su velocidad de funcionamiento.

Las ventajas del difusor con onda normal son: a) es constructivamente sencillo; b) la resistencia aerodinámica externa es pequeña. Los inconvenientes son: a) Requiere para arrancar relaciones de área muy distintas que para volar en crucero (compare las curvas A y B de la Fig. 6.10 para el mismo valor de M_∞). Esto obliga a usar sistemas de geometría variable muy pesados. b) La zona convergente es muy larga y la capa límite en la garganta puede ser muy gruesa.

Desde el punto de vista académico, el difusor con onda de choque normal presenta muchos de los problemas que presentan otros difusores supersónicos, con la diferencia de que en el difusor con onda de choque normal es posible analizar estos problemas de una forma relativamente sencilla, pues, despreciando el efecto de capa límite, en este tipo de difusores las ondas de choque son siempre planas y normales.

6.9. EXPRESIONES A_g/A_1 EN FUNCION DE M_∞ REPRESENTADAS EN LA FIG. 6.10.

Curva A. Como la onda de choque está inmediatamente detrás de la garganta, que se supone crítica, la relación $A_g/A_1 = (A_\infty^*/A_\infty)_{M_\infty}$ es la obtenida en el apartado 6.6, siendo

$$\lim_{M_\infty \rightarrow \infty} \frac{A_g}{A_1} = 0$$

Curva B. La toma, 1, está inmediatamente detrás de una onda de choque normal con condiciones incidentes correspondientes al ∞ .

La relación de Prandtl entre los números de Mach a ambos lados de una onda de choque normal permite obtener $M_1(M_\infty)$

$$M_1^2 = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2}{\gamma M_\infty^2 - \frac{\gamma-1}{2}}$$

La expresión de A_g/A_1 será la misma que para la curva A, pero con M_1 en lugar de M_∞ .

$$\frac{A_g}{A_1} = M_1^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{\frac{\gamma+1}{2}}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

$$\lim_{M_\infty \rightarrow \infty} M_1 = \sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}$$

$$\lim_{M_\infty \rightarrow \infty} \frac{A_g}{A_1} = \sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

Para $\gamma = 1.4$, $A_g/A_1 \rightarrow 0.6$.

6.10. DIFUSORES DE GEOMETRÍA VARIABLE

Las actuaciones de los difusores de geometría fija empeoran mucho cuando el número de Mach de vuelo es muy distinto del de proyecto. Para M_∞ superior al de proyecto la garganta es mayor de la necesaria (curva A de la Fig. 6.10) con lo que aparecen ondas de choque más y más intensas en la garganta al aumentar el número de Mach (siguiendo en la hipótesis de que las condiciones de salida se regulan de manera que η_D sea máximo para cada M_∞). Para M_∞ menor que el de proyecto, la garganta es demasiado pequeña y no se puede hacer pasar a través de ella el gasto $\rho_\infty U_\infty A_1$; el difusor vomitará la onda. Además puede ocurrir que en pleno vuelo el difusor vomite la onda, debido a variaciones transitorias de la presión de salida del difusor, y para que la vuelva a ingerir habrá que aumentar la relación A_g/A_1 . Es preciso recurrir a sistemas de geometría variable.

La Fig. 6.11 muestra un sistema bidimensional de placas flexibles que ha sido probado para números de Mach de vuelo entre 2.5 y 4. Su mayor inconveniente reside en que la capa límite en la garganta es muy gruesa, pero se ha comprobado que aumenta el rendimiento del difusor aspirando la capa límite.

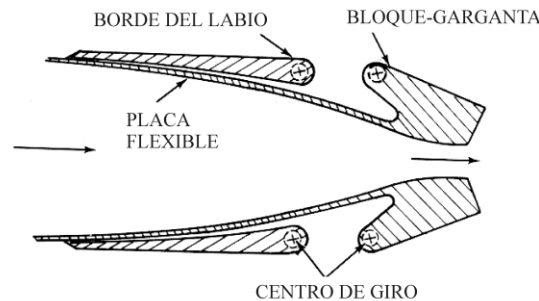


Fig. 6.11. Sistema de variación de área mediante placas flexibles.

El sistema de la Fig. 6.12, desplazamiento de un cuerpo central, tiene varias ventajas. La primera es que varían simultáneamente A_1 y A_g , y varían en sentido contrario (cuando una aumenta la otra disminuye, y al revés) por eso, desplazamientos muy pequeños del cuerpo central dan lugar a variaciones grandes de A_g/A_1 . La segunda ventaja está relacionada con la presencia de una onda de choque oblicua (que será cónica si la configuración es axilsimétrica). Esta onda y sus reflejadas en la pared disminuyen mucho la intensidad de la onda normal que se forma y, por lo tanto, contribuyen a producir una compresión más parecida a la isentrópica.

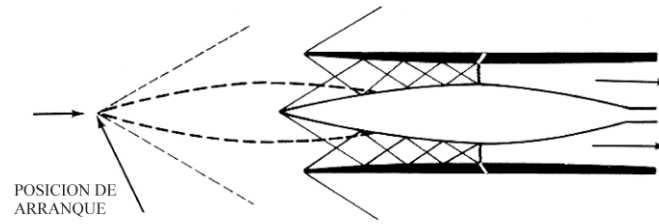


Fig. 6.12. Sistema de variación de área por traslación del cuerpo central.

6.20. DIFUSORES CON ONDA OBLICUA

En la Fig. 6.13 se ve un difusor de geometría fija en el que la compresión se produce parcialmente mediante una onda de choque oblicua. El principio básico de funcionamiento de estos difusores se explica a la vista de la Fig. 6.14.

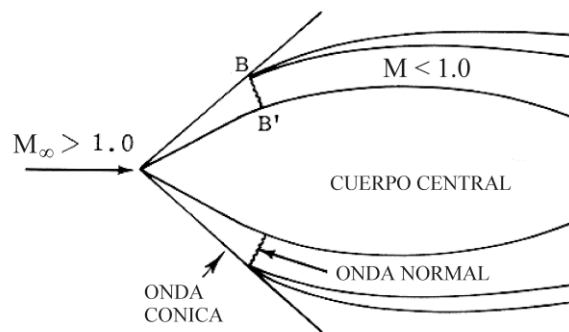


Fig. 6.13. Difusor con onda oblicua.

Se dice que un difusor opera en condiciones críticas cuando la presión de salida es tal que la onda de choque normal, que aparece detrás de la oblicua, está estabilizada precisamente en el labio de la toma, que es la garganta del difusor (Fig. 6.14a). Cuando la presión de salida es menor que la crítica (condiciones supercríticas), la onda de choque normal se estabiliza en una posición intermedia dentro del difusor (Fig. 6.14b). Tanto en el caso crítico como en el supercrítico el área de captura, A_∞ , es igual a la de entrada, A_1 . Cuando la presión de salida es mayor que la correspondiente al caso crítico (caso subcrítico), la onda de choque normal se desprende como indica la Fig. 6.14c, y el área de captura disminuye.

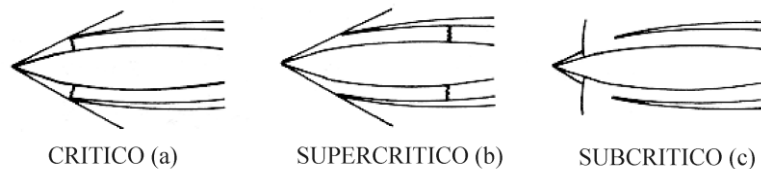


Fig. 6.14. Tres condiciones de operación distintas del difusor con onda oblicua.

La Fig. 6.6, introducida para representar la variación de η_D con A_∞/A_1 en un caso típico, corresponde realmente a un difusor con onda oblicua. En funcionamiento supercrítico es $A_\infty = A_1$ cualquiera que sean M_∞ y la presión de salida (supuesta supercrítica), pero η_D va creciendo a medida que la onda de choque se acerca al labio, lo que se consigue variando M_∞ y/o la presión de salida. Cuando la onda normal se desprende, disminuyen tanto A_∞/A_1 como η_D .

6.21. DIFUSORES DE DOBLE CONO

Teóricamente, el rendimiento de un difusor de doble cono, como el de la Fig. 6.15, en el que dos ondas oblicuas contribuyen a la compresión, debe ser mayor que el de un difusor con una sola onda de choque. Se suele proyectar el difusor de manera que en condiciones normales las dos ondas de choque oblicuas que se forman coincidan en el labio B de la toma (Fig. 6.15).

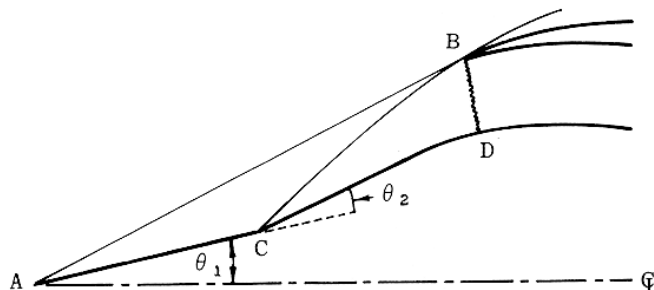


Fig. 6.15. Difusor de doble cono.

Si la configuración es axilsimétrica la primera onda, AB, es cónica, la segunda onda (que recibe una corriente incidente no uniforme) es una superficie de revolución no cónica. En el caso bidimensional ambas ondas de choque son planas.

El comportamiento de estas tomas es muy sensible a los efectos de capa límite y a la interacción de la onda de choque con la capa límite. El efecto de desplazamiento de la capa límite modifica el contorno de las superficies, cambiando la forma efectiva del cuerpo central y las áreas de paso. Hay que observar, además, que el espesor de la capa límite varía con la altura y velocidad de vuelo, con los gradientes de presión y con el calor transmitido desde (o hacia) las paredes.

En la Fig. 6.16 se ve que la corriente se desprende debido a la presencia del cuerpo central y a la interacción de la capa límite con las ondas de choque. En ciertos casos el desprendimiento contribuye a mejorar la recuperación de presión (porque la presión de remanso decrece menos a través de dos ondas oblicuas que a través de una onda normal) pero eso siempre es a costa de disminuir el área de captura.

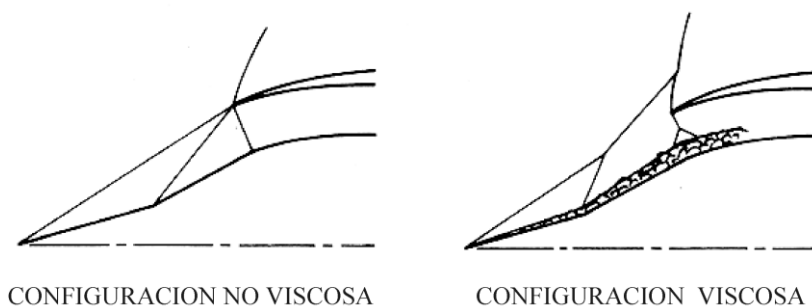


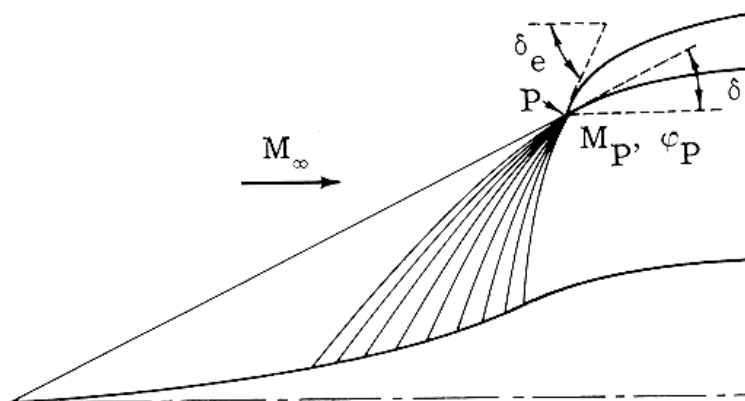
Fig. 6.16. Influencia de la viscosidad en la configuración de la corriente alrededor de un difusor de doble cono.

6.22. DIFUSORES ISENTROPICOS

La idea de estos difusores, debida a Klaus Oswatitsch, consiste en comprimir a través de múltiples ondas de choque oblicuas en vez de hacerlo a través de solamente una o dos. Llevando esta idea a su límite es posible proyectar la toma de manera que la deceleración sea isentrópica, es decir, con múltiples ondas infinitamente débiles que coinciden en un punto (Fig. 6.17). Para imaginar el contorno del difusor, suponga que se invierte el sentido de la corriente de manera que

aparezca un abanico de expansión que, en el caso bidimensional, es la conocida expansión de Prandtl–Meyer. Cuando se comprime la corriente hasta la velocidad sónica a través de las infinitas ondas de Mach de compresión no hay disminución de la presión de remanso. Generalmente, para evitar desviaciones excesivas de la corriente, se acaba la compresión isentrópica con un número de Mach ligeramente mayor que uno, que será el que alimente una onda de choque normal no muy intensa.

Fig. 6.17. Difusor isentrópico.



En la práctica, la idea del difusor isentrópico axilsimétrico tiene varios inconvenientes. En primer lugar, el cuerpo central es estructuralmente inestable por su esbeltez. Además, la capa límite en la toma es muy gruesa, porque recorre un camino muy largo a partir del morro del cuerpo central y con gradiente adverso de presión. Finalmente, con ángulos de ataque grandes, como los que se pueden encontrar en ciertas condiciones de vuelo, la corriente se desprende parcialmente del cuerpo central con la consiguiente disminución de la recuperación de presión de remanso. Se ha intentado resolver este problema retrayendo parcialmente el cuerpo central durante el vuelo a ángulos de ataque grandes, pero se comprende que la solución es complicada.

Modernamente se utilizan configuraciones bidimensionales basadas en la misma idea, ver § 6.24.

6.23. ZUMBIDO (BUZZ) DEL DIFUSOR

El zumbido se debe a una forma de operación inestable (subcrítica) del difusor, con rápidas fluctuaciones internas de presión y desplazamientos de las ondas de choque en la entrada.

La Fig. 6.18 muestra una sucesión típica de configuraciones de las ondas de choque durante el zumbido. La configuración (a) puede corresponder a la operación estable (subcrítica) del difusor. Durante el zumbido, las ondas oscilan muy rápidamente alrededor de la posición estable (a), como se indica en las Figs. 6.18(b) y (c).

Existen varias explicaciones, ninguna totalmente satisfactoria, de la razón del zumbido. La Fig. 6.19 sirve para explicar el mecanismo, sugerido por Ferri, de iniciación del zumbido.

Cuando en un punto (como el A ó el A' de la Fig. 6.19) interaccionan tres ondas de choque, aparece una capa de cortadura (AC ó A'C' en la Fig. 6.19).

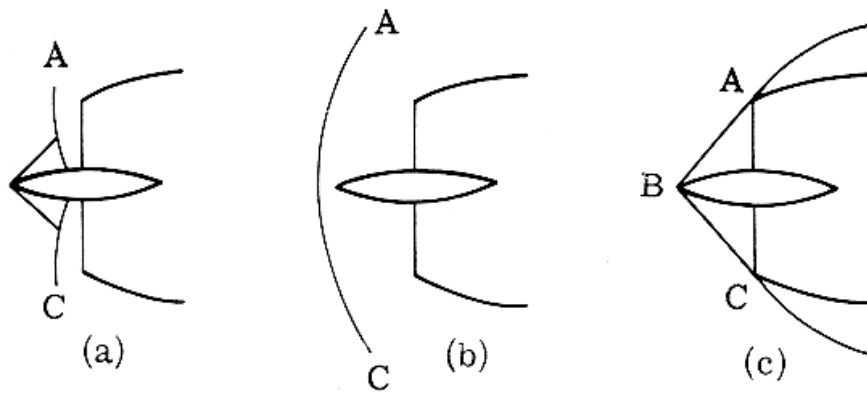


Fig. 6.18. Diversas configuraciones de las ondas de choque durante el zumbido.

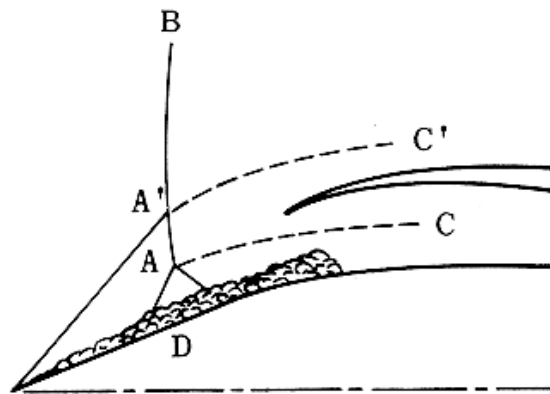


Fig. 6.19. Mecanismo de zumbido por ingestión de capas de cortadura.

La zona que está más alejada del eje que la capa de cortadura, adyacente a la pared interior de la carena, ha sido muy decelerada por la onda de choque normal y es incapaz de soportar los gradientes adversos de presión que sí soporta, en cambio, la corriente menos decelerada (por las ondas oblicuas), esto provoca el desprendimiento en la pared interior de la carena. Al desprenderse la corriente disminuye el área efectiva de paso con lo que la onda de choque se adelanta y la capa de cortadura se acerca al cuerpo central, permitiendo que se readhiera la corriente en la parte interna del labio de la carena. Al readherirse la capa límite en la pared interior de la carena aumenta el gasto en la toma, la onda se acerca al labio, la capa de cortadura AC se acerca también a la parte interna de la carena y vuelve a comenzar el ciclo.

6.24. DIFUSORES BIDIMENSIONALES

Los difusores bidimensionales presentan ciertas ventajas aerodinámicas y estructurales sobre los axilsimétricos. La Fig. 6.20 muestra un estatorreactor bidimensional para volar en régimen hipersónico.

Desde el punto de vista aerodinámico, la resistencia aditiva lleva consigo una sustentación localizada en la parte anterior a la toma. Además, si la tobera de salida es subexpansionada (presión a la salida mayor que la exterior), la tobera también contribuye a la sustentación.

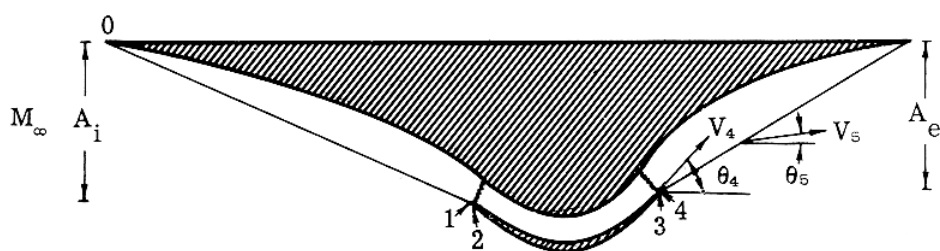


Fig. 6.20. Difusor bidimensional para estatorreactor hipersónico ($M_\infty = 7$).

Desde el punto de vista constructivo, la configuración bidimensional se presta mejor que la axilsimétrica a las variaciones de las geometrías de toma y salida. Finalmente, el que la expansión se haga en una zona abierta permite refrigerar la pared de la tobera de salida mediante radiación al exterior.

6.25. TIPOS MODERNOS DE DIFUSORES

Toma de aire del Concorde

La Fig. 6.21 muestra de forma esquemática la idea en que se basa la toma de aire del Concorde.

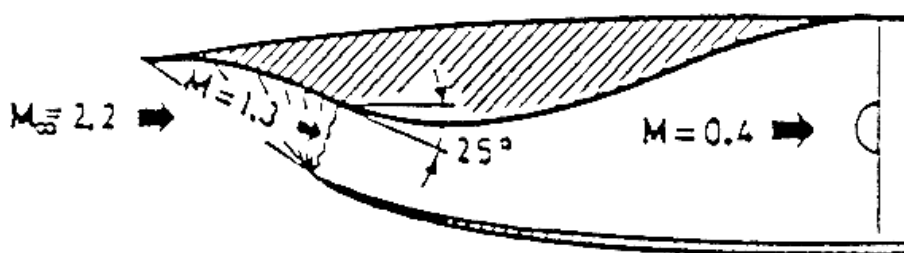


Fig. 6.21. Configuración esquemática de la toma de aire del Concorde.

La corriente incidente supersónica es decelerada desde $M_\infty = 2.2$ hasta $M_\infty = 1.3$ mediante una compresión isentrópica, versión bidimensional de la idea presentada en la Fig. 6.17. Una compresión isentrópica hasta $M_\infty = 1$ requeriría una desviación de la corriente y una sección frontal de la carena excesivamente grandes. Por esta razón la compresión isentrópica termina en una onda de choque normal, anclada al labio inferior de la toma, que decelera la corriente hasta régimen subsónico.

Terminada la compresión, se desvía la corriente para que el eje del reactor esté situado en la posición apropiada. Esta desviación plantea problemas porque hay el peligro de que se desprenda la capa límite, decelerada por las múltiples ondas de compresión, lo que influiría negativamente en la distorsión de la corriente a la entrada del compresor.

En la Fig. 6.22 se muestra la cámara de aspiración de capa límite, que es extremadamente ingeniosa y versátil a pesar de su aspecto rudimentario.

La cámara está en contacto con el extradós del ala mediante una compuerta regulable, con la que se varía la presión p_b . Si p_b no es excesivamente grande la capa límite llega adherida hasta el punto D representado en la Fig. 6.23.

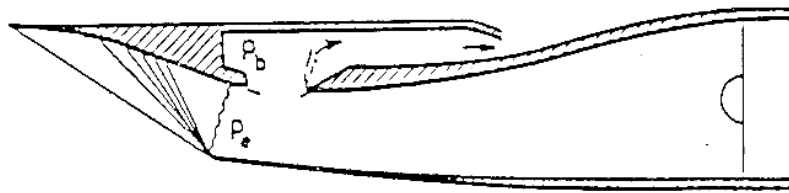


Fig. 6.22. La cámara de aspiración de capa límite de la toma de aire del Concorde.

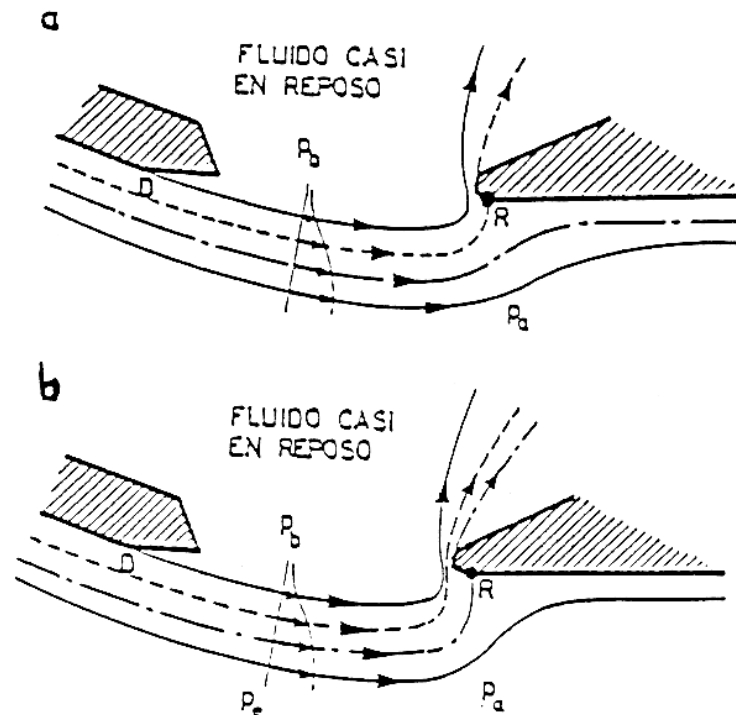


Fig. 6.23. Flujo de aire hacia la cámara de aspiración. La presión p_a a la entrada del compresor es mayor en **b** que en **a**.

La línea de corriente de la capa límite que va a morir al punto de remanso R es la línea divisoria entre las que tienen menor presión de remanso y entran en la cámara y las que tienen mayor presión de remanso y van hacia el compresor.

Si, manteniendo invariable la presión p_a a la entrada del compresor, se disminuye p_b abriendo la compuerta regulable, la línea de corriente que va a morir a R sigue siendo la misma que antes pero su curvatura será mayor para poder soportar el gradiente transversal de presiones (p_e casi no varía). Una compuerta de aspiración demasiado abierta puede perturbar excesivamente la corriente principal, mientras que una presión p_b demasiado grande pudiera producir el desprendimiento prematuro de la capa límite (antes de llegar a D).

La Fig. 6.23b corresponde al caso en que p_a ha aumentado porque, por ejemplo, ha disminuido el gasto a través del reactor. Al aumentar p_a también aumenta la presión de remanso en R y, por tanto, la línea divisoria que va a morir a R estará más alejada que antes de la pared (deberá tener mayor presión de remanso). El gasto de aire hacia la cámara de aspiración aumentará y serán compensadas automáticamente pequeñas variaciones del gasto a través del compresor (4 % del valor nominal).

Fuera de este margen es necesario variar ligeramente la geometría de la toma, lo que se consigue con las paredes articuladas de la Fig. 6.24a.

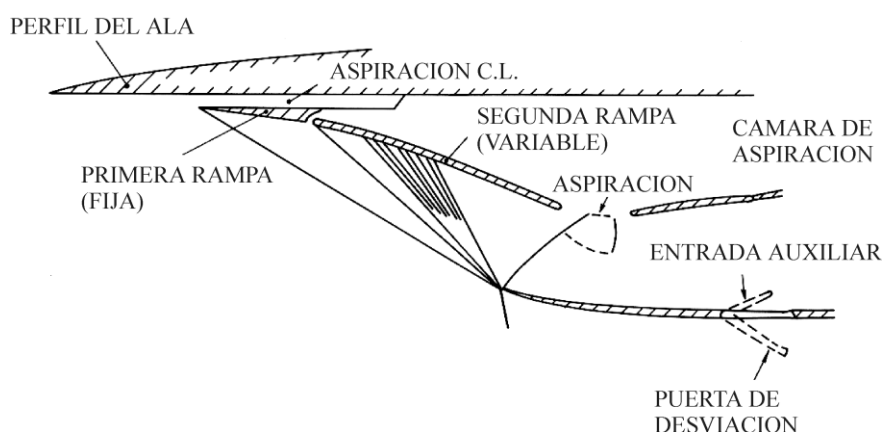


Fig. 6.24a. Esquema detallado de la toma de aire del Concorde.

Cuando la velocidad de entrada aumenta, se aumenta el área de la garganta para evitar gradientes excesivos. Si el aumento del gasto es tal que excede la capacidad del compresor, se abre la puerta de desviación que se ve en la Fig. 6.24a.

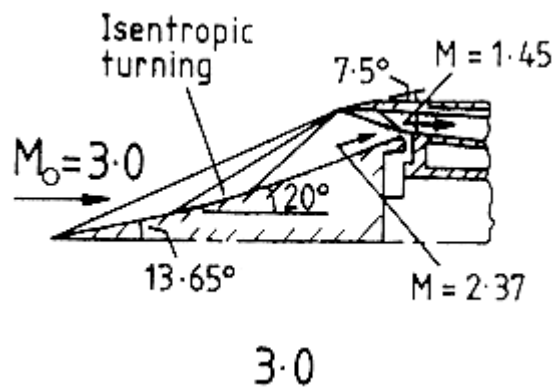
En condiciones de despegue, cuando el área de captura es mucho mayor que la de la toma, puede desprenderse la corriente que bordea el afilado labio inferior. En estos casos se abre una entrada auxiliar, coaxial con la de desviación, y cuya posición depende de las diferencias de presión dentro y fuera de la toma. Por esta entrada fluye parte del gasto que necesita el compresor.

La Fig. 6.24a, que representa la configuración final de la toma de aire del Concorde, presenta ligeras variantes con respecto a lo explicado.

Básicamente el sistema de ondas de compresión se subdivide en tres: una primera onda de choque oblicua anclada al labio superior de la toma, el sistema de ondas isentrópicas y la onda de choque normal anclada al labio inferior. Esta onda es muy intensa cerca del labio y se debilita al entrar en la capa de cortadura (desaparecerá donde no pueda ser alimentada por una corriente supersónica). Su forma superior depende mucho de la aspiración de capa límite.

El que la aspiración de la capa límite de la pared comience antes de llegar la onda de choque simplifica mucho el problema.

El diseño de la toma del Concorde obliga a un giro grande de la corriente, lo cual acarrea ciertos inconvenientes (p.e., área frontal grande). En una toma más moderna que la del Concorde (Fig. 6.24b), al número de Mach de diseño ($2.5 \div 3.0$) en condiciones críticas, la recuperación de presión y el flujo de sangrado son comparables a la del Concorde a $M_\infty = 2.0$, con coeficientes de resistencia de carena del orden de 0.01, mucho menores que el valor de 0.099 del Concorde.

Fig. 6.24b. Toma diseñada para $M_0 = 3.0$

Tomas multifunción de geometría variable

A lo largo de esta lección hemos visto que una toma adaptada a ciertas condiciones de vuelo supersónico no es apropiada para condiciones distintas de las de diseño salvo que se modifique la geometría. Así han surgido, por ejemplo, las modificaciones discutidas en relación con las Figs. 6.11, 6.12 y 6.24.

Una forma de cambio de geometría prácticamente inexplorada consiste en el uso de bordes de ataque articulados en configuraciones bidimensionales, Fig. 6.25.

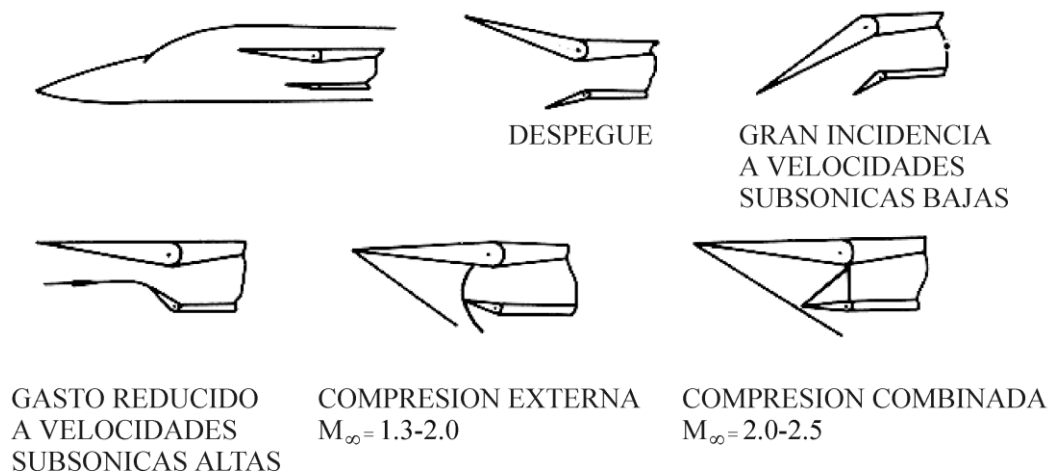


Fig. 6.25. Tomas multifunción de geometría variable.

Si se considera un avión muy maniobrero con despegue corto y vuelo de crucero a $M_\infty = 2.5$, la toma debe adoptar las configuraciones indicadas en la Fig. 6.25 que comprenden: a) Despegue. b) Vuelo a bajas velocidades con gran ángulo de ataque. c) Vuelo a velocidades subsónicas altas admitiendo un gasto de aire reducido. d) Vuelo a velocidades supersónicas bajas con compresión externa. e) Vuelo a velocidades supersónicas altas con compresión externa e interna.

Toma en falso cono (Bump Intake)

Las tomas con cuerpo central cónico tienen la ventaja de que salvo en la onda de choque que parte del vértice, y en ausencia de ondas reflejadas, la compresión a lo largo de la superficie cónica es isentrópica. Tomas con cuerpo central semicónico a los lados del fuselaje (pero a una pequeña distancia de él para aspirar la capa límite) se usan en varios aviones de combate. Su mayor inconveniente radica en que si la carena tiene sección semicircular concéntrica, el área

frontal y la resistencia de la carena son muy grandes. Una solución, adoptada en el Grumman Super-Tiger, consiste en modificar la pared interior de la carena de forma que siga las líneas de corriente que existirían alrededor de un cono ficticio, como se indica en la Fig. 6.26. La toma resultante es más aplastada que una axilsimétrica, pero sigue estando basada en una configuración conocida de la corriente fluida.

El borde de la pared interior de la toma (a la que, en adelante, llamaremos promontorio) es la rama de hipérbola intersección de la onda de choque cónica con un plano situado en el lateral del fuselaje del avión y próximo a él.

El promontorio de la toma está generado por aquellas líneas de corriente del campo cónico que se apoyen en el borde. Se puede escribir la ecuación del promontorio utilizando una fórmula aproximada de las líneas de corriente (la solución exacta, que es clásica, no admite expresión analítica).

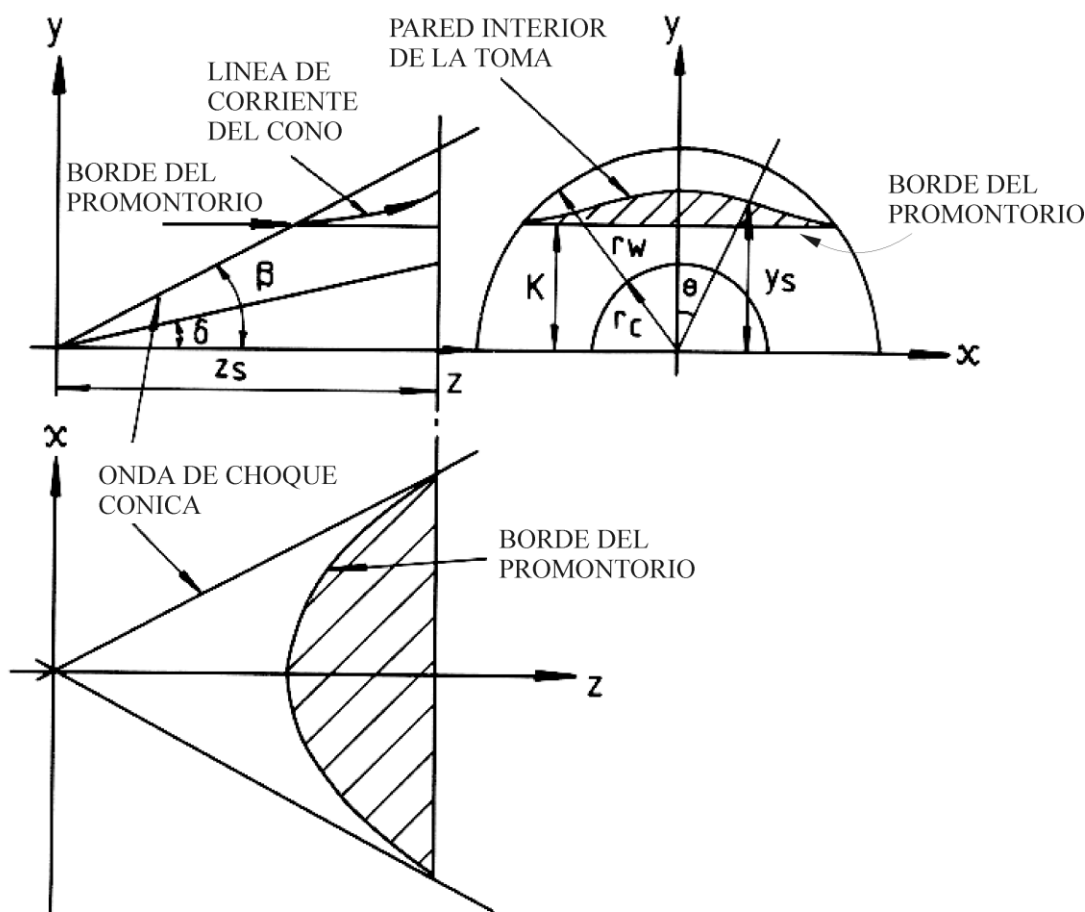


Fig. 6.26. Definición geométrica de la pared interior (o promontorio) de la carena. El cono que aparece en la figura es ficticio y sólo sirve para definir las líneas de corriente que configuran el promontorio.

La ecuación del borde del promontorio está definida por la de la onda de choque cónica de semiángulo β que, en los ejes de la Fig. 6.26, es:

$$x^2 + y^2 = z^2 \tan^2 \beta ,$$

y el plano $y = K$. Sea x_o, y_o, z_o un punto genérico de este borde.

Ya hemos dicho que no es posible dar una expresión analítica de las líneas de corriente alrededor del cono de semiángulo δ (cuya ecuación es $x^2 + y^2 = z^2 \tan^2 \delta$).

Una línea de corriente en el cono y en el plano $x/y = \tan \theta$ (se supone que el ángulo de ataque del cono es nulo) podrá expresarse mediante las ecuaciones

$$y^2 \sec^2 \theta = z^2 \tan^2 \delta \quad ,$$

$$x = y \tan \theta \quad .$$

La ecuación de una línea de corriente en el mismo plano azimutal pero fuera del cono, se expresa aproximadamente mediante las ecuaciones

$$y^2 \sec^2 \theta = z^2 \tan^2 \delta + c \quad ,$$

$$x = y \tan \theta \quad .$$

Para que esta línea se apoye en el punto x_o, y_o, z_o (que suponemos en el plano θ), c deberá tomar un valor particular

$$c = y_o^2 \sec^2 \theta - z_o^2 \tan^2 \delta$$

con

$$y_o = K$$

$$z_o^2 = K^2 \frac{\sec^2 \theta}{\tan^2 \beta}$$

y esta misma línea de corriente cortará al plano $z = z_s$ en un punto de la curva

$$y_s^2 = z_s^2 \tan^2 \delta \cos^2 \theta + K^2 \left(1 - \frac{\tan^2 \delta}{\tan^2 \beta} \right)$$

La Fig. 6.27 muestra una sección típica de un promontorio, calculado para $M_\infty = 3.6$, por un plano $z = z_s$. Se representan en la figura las isóbaras comparadas con las del campo cónico. Los gradientes laterales de presión ayudan a desviar la capa límite fuera de la toma.

Toma en cucharón (Scoop Intake)

Cuando el número de Mach de vuelo es grande, por ejemplo, $M_\infty \cong 2.5$, la compresión externa mediante ondas de choque oblicuas implica una gran desviación de la corriente, como se ha comentado. Esto da lugar, por una parte, a una gran resistencia de la carena y por otra a la necesidad de desviar de nuevo la corriente en dirección contraria para que llegue al compresor. La compresión interna no es deseable porque dificulta la geometría variable y la aspiración de capa límite.

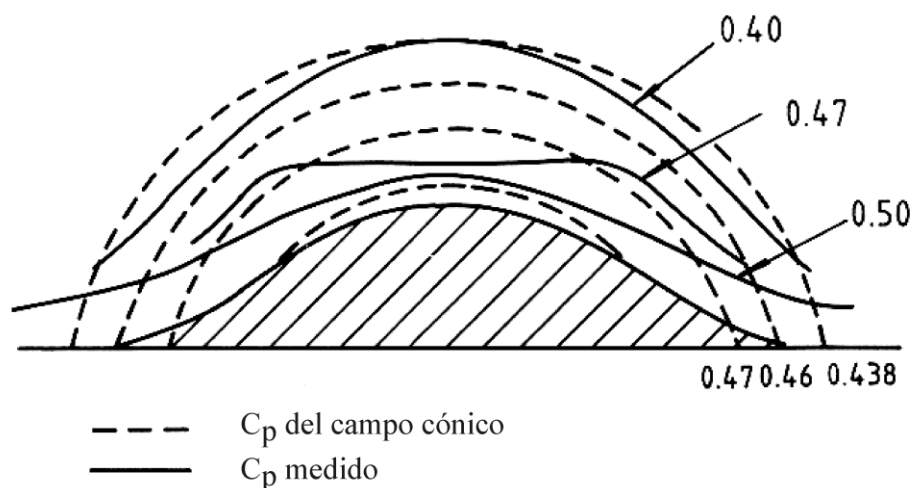


Fig. 6.27. Campo de presiones para una toma con pared adaptada en falso cono que ha sido proyectada para $M_\infty = 3.6$.

La desviación hacia afuera de la corriente se evita con las tomas en cucharón (scoop) (Fig. 6.28) como la instalada en el Republic F-105. En estas tomas la compresión se realiza en la zona opuesta al fuselaje de modo que la desviación es hacia adentro.

Este sistema aparentemente sencillo presenta ciertas dificultades prácticas. Durante el arranque de una toma en cucharón con laterales abiertos puede aparecer una onda de choque normal que se prolonga hacia los bordes con ondas curvas. Los gradientes laterales de presión desvían la corriente hacia afuera y no es posible conseguir que la toma se trague la onda.

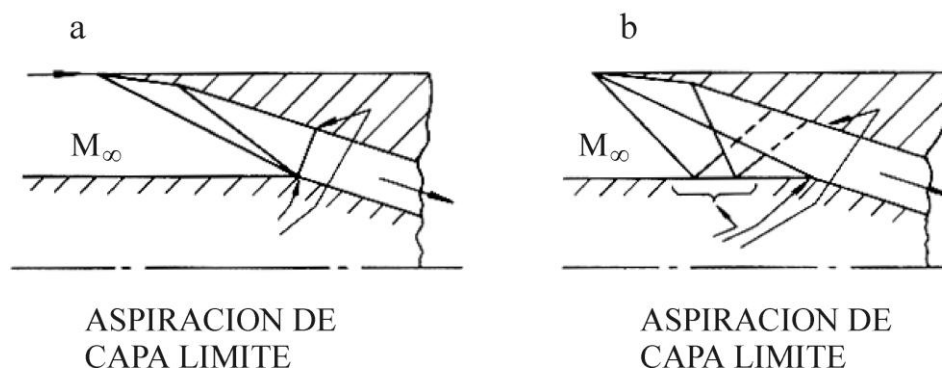


Fig. 6.28. Toma en cucharón. **a** En condiciones de diseño. **b** Lejos de las condiciones de diseño.

Por otra parte, la aspiración de capa límite necesaria en condiciones de proyecto (Fig. 6.28a) es muy diferente de la necesaria en condiciones distintas de las de proyecto (Fig. 6.28b).

Para ofrecer una mejor apreciación de la complejidad de las tomas de aire en un avión real, se recoge en la Tabla 6.1 un resumen de los dispositivos empleados en distintos modelos de aviones, agrupados en función del número de Mach de vuelo. En la Fig. 6.29 se muestra un esquema de las tomas de aire del avión Tornado, diseñado para alcanzar $M_\infty = 2$, con los elementos que la integran.

Tabla 6.1
Complejidad de los dispositivos empleados en la tomas de aire
en función del número de Mach de Vuelo

Tipo de Dispositivo/ Toma	Número de Mach								
	Subsónico		1.2 - 1.9		2.0 - 2.2			2.5	> 3
	F-80	F-89	F-5A, F-101, F-102, F-16	F-18	F-104	F-105, F-106, F-4, F-14	F-15	F-111	YF-12
Semi sumergida	X								
Desviación capa límite		X	X	X	X	X	X	X	
Placa lateral			X	X	X	X		X	X
Superficie de compresión				X	X	X	X	X	X
Sangrado de capa límite					X	X	X	X	X
Geometría variable						X	X	X	X
Compresión mixta									X

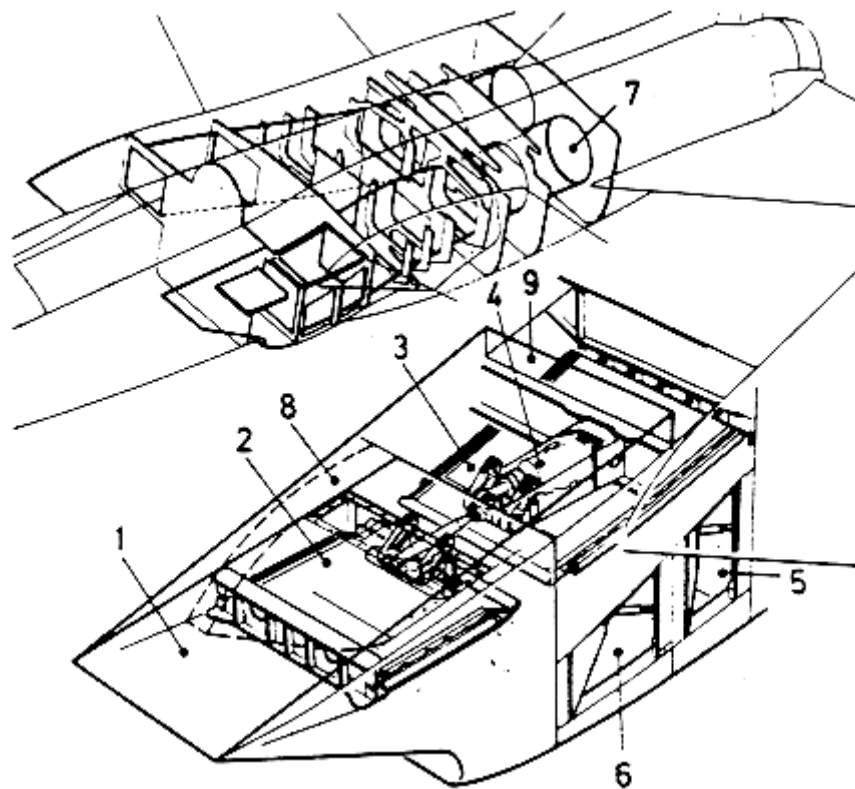


Fig. 6.29. Esquema de las tomas del avión Tornado. 1: Primera rampa; 2: segunda rampa; 3: tercera rampa; 4: actuadores de las rampas; 5: entrada auxiliar trasera; 6: entrada auxiliar delantera; 7: conducto de la toma; 8: desviador de capa límite; 9: salida del flujo de sangrado de capa límite de la rampa.

REFERENCIAS

Kücherman, D., Weber, J., "Aerodynamics of Propulsion", MacGraw-Hill, 1953.

Seddon, J., Goldsmith, E.L., "Intake Aerodynamics", Collins, 1985.

Navweeps Report 1488, Vol. 6, "Handbook of Supersonic Aerodynamics", Section 17: "Ducts, nozzles and Diffusers".

Leynaert, J., ONERA TR n° 124, "Aspects aérodynamiques des problèmes de prises d'air et de sorties de réacteurs pour un avion de transport supersonique", 1964.

Goldsmith, E.L., Seddon, J. (Ed.), "Practical Intake Aerodynamic Design", Blackwell Scientific Publications, 1993.

Leynaert, J., "Problèmes d'interactions entre la prise d'air et l'avion", AGARD-CP-150, 1974.

Mahoney, J.J., "Inlets for Supersonic Missiles", AIAA Educational Series, 1990.

APENDICE 6A. ASPECTOS BASICOS DE LA INTERACCION ENTRE UNA ONDA DE CHOQUE NORMAL Y UNA CAPA LIMITE TURBULENTA

La descripción que se recoge en este Apéndice está basada en resultados de estudios experimentales.

En la interacción entre la onda de choque normal y la capa límite se produce una acomodación entre ambos elementos que se traduce en una transformación de los mismos (Fig. 6A.1). El salto de presiones a través de la onda es demasiado fuerte para las capas más próximas a la pared de la capa límite, que no pueden remontarlo de forma que el fluido es impulsado aguas arriba, formando una zona desprendida con recirculación. El flujo exterior es deflectado de la pared, generándose una onda de choque oblicua similar a la que aparece en el flujo supersónico incidente sobre una cuña. Por tanto, el flujo se divide en 3 regiones:

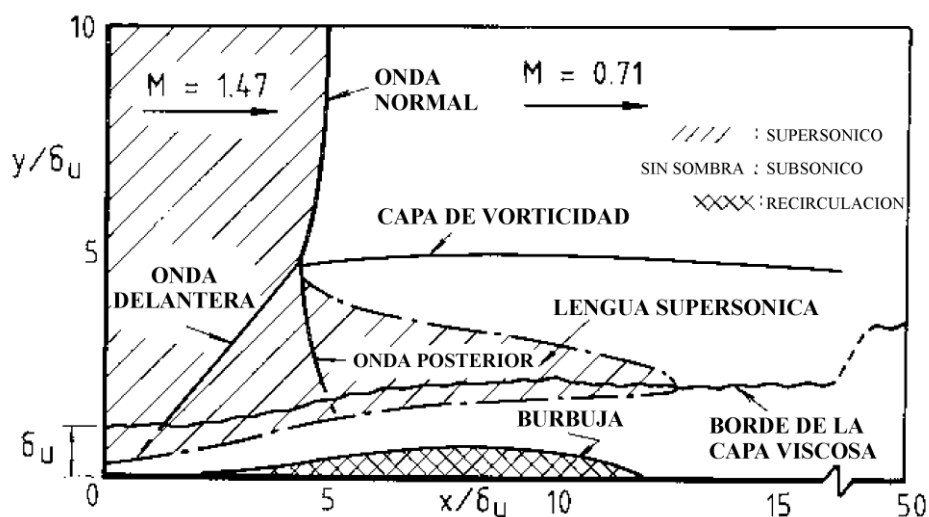


Fig. 6A.1. Características del flujo en la interacción de una onda de choque normal y una capa límite turbulenta. δ_u es el espesor de la capa límite.

1. La corriente principal, que pasa a través de la onda de choque.
2. Una capa intermedia, en la que el fluido pasa a través de la onda oblicua, por lo que tendrá una presión de remanso diferente de la del flujo principal.
3. La capa viscosa, incluyendo la zona de separación.

La solución global debe cumplir las condiciones de compatibilidad de presión y velocidad en los límites de contacto entre las zonas. En la zona intermedia, detrás del sistema de ondas oblicuas, la velocidad será mayor que en la región exterior, ya que su presión de remanso es mayor, dando lugar a una capa de vorticidad que arranca de la intersección entre la onda de choque oblicua y la normal, de forma que la presión estática es continua a través de dicha capa.

El flujo en la capa intermedia gira en la primera onda oblicua hacia el flujo exterior y vuelve a girar hacia la dirección original al pasar a través de una onda posterior, permaneciendo entre la capa límite de vorticidad y la capa viscosa. La forma de la interacción depende del espesor de la capa límite (ver Fig. 6A.2).



Fig. 6A.2. Sistemas de ondas en presencia de una capa límite delgada (a) y de una capa límite gruesa (b).