

MÁQUINAS HIDRÁULICAS

Gonzalo López Patiño
Fco. Javier Martínez Solano

Gonzalo López Patiño
Fco. Javier Martínez Solano

MÁQUINAS HIDRÁULICAS



http://tiny.cc/edUPV_rea

Colección *Apuntes*

Autoría
Gonzalo López Patiño
Francisco Javier Martínez Solano

Edita: edUPV
www.lalibreria.upv.es

Ref: 6493_01_01_01
<https://doi.org/10.4995/REA2023.649301>



Máquinas Hidráulicas / edUPV

Se permite la reutilización de los contenidos mediante la copia, distribución, exhibición y representación de la obra, así como la generación de obras derivadas siempre que se reconozca la autoría y se cite con la información bibliográfica completa. No se permite el uso comercial y las obras derivadas deberán distribuirse bajo la misma licencia que regula la obra original.

PRESENTACIÓN

La presente publicación es una recopilación de los apuntes de clase explicados en las diferentes asignaturas recogidas bajo la denominación de *Máquinas Hidráulicas* en las diferentes titulaciones que se imparten en la E.T.S. de Ingenieros Industriales de Valencia.

El contenido del presente libro se ajusta al temario correspondiente a los Fundamentos de Máquinas Hidráulicas. Dicho contenido se complementaría con los correspondientes a asignaturas más avanzadas, como es el caso de Ampliación de Máquinas Hidráulicas, Turbinas Hidráulicas, Energía Eólica y Centrales Hidroeléctricas, impartidas también en esta Escuela.

Nuestro agradecimiento a todos cuantos han hecho posible la aparición de esta publicación, en especial a todos los profesores que componen las Unidades Docentes de Mecánica de Fluidos y Máquinas Hidráulicas y a los becarios del Grupo Mecánica de Fluidos que han colaborado en la edición del texto.

Agradecemos también su colaboración a todos los alumnos que durante todos estos años han posibilitado la corrección de los errores y erratas existentes en los manuscritos originales del texto, cuando éstos eran tan sólo apuntes de clase.

Los Autores

Junio de 1998

INDICE DE CONTENIDOS

UNIDAD I. FUNDAMENTOS DE LAS MÁQUINAS HIDRÁULICAS 1

Lección 1. Fundamentos de las Máquinas Hidráulicas. 3

1. Definición de las Máquinas de Fluidos. 3
2. Definición y Clasificación de las Turbomáquinas Hidráulicas. 4

Lección 2. Ecuación General de las Turbomáquinas Hidráulicas 9

1. Descripción del Flujo en el Interior del Rodete. 9
2. Teorema Fundamental de las Turbomáquinas o Teorema de Euler. 10
3. Altura Teórica aportada por una Bomba con un Número Infinito de Alabes. 12
4. Teorema de Bernouilli aplicado a un Movimiento Relativo con Rotación
Uniforme. 14
5. Aplicación al Movimiento de un Fluido en el Interior del Rodete de una
Turbomáquina. 16
6. Diversas Consideraciones en torno a la Ecuación de Euler. 17

Lección 3. Comportamiento Real de las Turbomáquinas Hidráulicas. 21

1. Comportamiento Real de una Bomba. 21
2. Comportamiento Real de las Turbinas. 24
3. Punto de Funcionamiento de una Turbomáquina en una Instalación. 26

Lección 4. Generalidades sobre Máquinas de Desplazamiento Positivo. 31

1. Clasificación de las Bombas de Desplazamiento Positivo. 31
2. Generalidades y Definiciones. 32
3. Principios de Funcionamiento de una Bomba Alternativa. 34
4. Diversos Tipos de Bombas Rotativas. 40

UNIDAD II. ESTUDIO DE LAS BOMBAS CENTRÍFUGAS 49

Lección 5. Características Teóricas. 51

1. Funcionamiento en Régimen Variable de una Bomba Centrífuga. 51
2. Curvas Características Teóricas. 53
3. Grado de Reactividad. 56
4. Influencia de las Características del Rodete en las Curvas Características Teóricas. 59

Lección 6. Influencia de la Desviación en las Curvas Características. 63

1. Introducción. 63
2. Ecuaciones Intrínsecas Completas del Movimiento de un Fluido en el Interior del Canal de un Rodete. 65
3. Rotación de la Partícula Elemental. Consecuencias. 68
4. Transmisión de la Energía en el Rodete. 69
5. Determinación del Campo de Velocidades por Integración Aproximada. Primera Estimación de la Desviación. 71
6. Fórmula Semiempírica de Pfleiderer. 73
7. Otras Teorías Aproximadas. 77

Lección 7. Las Pérdidas Hidráulicas en una Bomba Centrífuga. 81

1. Introducción al Estudio de la Capa Límite en el Interior del Rodete. 81
2. Forma y Número de los Alabes del Rodete. 83
3. Teoría Simplificada de las Pérdidas Hidráulicas. Influencia en las Curvas Características. 86
4. Pérdidas a Caudales Nulos o casi Nulos. 89

Lección 8. El Control de las Pérdidas Mecánicas y Volumétricas en una Bomba Centrífuga. 93

1. Tipos de Cierres Hidráulicos y Sellos Mecánicos. 93
2. Cuantificación de las Pérdidas por Fugas. Influencia en las Curvas Características. 99
3. Cuantificación de las Pérdidas por Rozamiento en Discos. Curvas Definitivas. 102

Lección 9. Elementos Restantes de la Bomba. 109

1. Introducción. 109
2. El Difusor Liso o difusor sin Alabes. 109
3. El Difusor con Alabes o Aletas. 113
4. Cálculo y Funcionamiento de la Voluta o Caracol. 116
5. El Empuje Axial. Soluciones. 120
6. Particularidades de las Bombas Multicelulares. 126

UNIDAD III. ESTUDIO DE LAS BOMBAS AXIALES Y HELICOCENTRÍFUGAS 127

Lección 10. Comportamiento de un Filete sobre un Perfil Aislado. 129

1. Introducción. 129
2. Estudio Teórico de un Filete. 130
3. Aplicación de la Teoría del Perfil Enrejado a las Bombas Axiales. 135
4. Utilización de las Características Aerodinámicas de un Perfil Aislado en el Diseño de Turbomáquinas. 139

Lección 11. Teoría de las Interacciones. Curvas Características. 147

1. Pérdidas Hidráulicas en una Bomba Axial. 147
2. Interacciones existentes entre los Distintos Alabes de un Perfil Enrejado. 149
3. Efecto del Rozamiento en un Perfil Enrejado. Despegues. 153
4. Coeficiente de Carga y Factor de Difusión. 155
5. Curva Característica de un Filete. 156

Lección 12. Estudio Global de la Bomba Axial. Introducción a las Bombas Helicocentrífugas. 161

1. Equilibrio entre los distintos Filetes de una Bomba Axial. 161
2. Diseño de una Bomba Axial. 166
3. Funcionamiento de una Bomba Axial a Distintos Regímenes. 169
4. Introducción a las Bombas Helicocentrífugas. 171

UNIDAD IV. TEORÍA DE LA SEMEJANZA 177

Lección 13. Aplicación de las Leyes de Semejanza a las Turbomáquinas Hidráulicas. ... 179

- 1. Introducción. 179
- 2. Condiciones de semejanza. 180
- 3. Leyes de Semejanza Absoluta. 182
- 4. Cambio de la Velocidad de Giro de un Rodete. 183
- 5. Cambio del Tamaño de un Rodete. 187
- 6. Velocidad Específica de una Bomba. 193
- 7. Coeficientes de Velocidad. 196

Lección 14. Curvas Universales. Semejanza Restringida. 199

- 1. Teorema Π de Vaschy-Buckingham. 199
- 2. Evolución de la Morfología y Comportamiento de los Rodetes en función de n_q 202
- 3. Semejanza Restringida. Conversión de Rendimientos. 206

Lección 15. Influencia de la Naturaleza del Fluido en las Curvas Características de una Bomba. 209

- 1. Selección de una Bomba en unas Determinadas Condiciones de Altura, Caudal y Viscosidad. 209
- 2. Determinar la Curva de una Bomba trabajando con un Fluido Viscoso a partir de las Curvas Características de Ensayo trabajando con Agua. 213
- 3. Otras Aproximaciones. 213

UNIDAD V. LA CAVITACIÓN EN LAS TURBOMÁQUINAS HIDRÁULICAS..... 215

Lección 16. El Problema de la Cavitación. 217

1. Introducción. 217
2. Altura Neta Positiva Disponible (NPSH_d). 219
3. Altura Neta Positiva Requerida (NPSH_r). 222
4. Condición de no Cavitación. Altura Máxima de Aspiración. 223
5. Funcionamiento de Bombas en Cavitación. Posibles Soluciones. 225
6. Diámetro Optimo de Entrada en un Rodete Centrífugo desde el punto de vista de la Cavitación. 229

Lección 17. Aplicación de la Teoría de la Semejanza al Fenómeno de la Cavitación. 233

1. Las Leyes de Semejanza Absoluta en Cavitación. 233
2. Efecto del recorte de Rodete en la curva de Cavitación. 235
3. Magnitudes Reducidas en Cavitación. 236
4. Ensayos de Cavitación en Bombas. 238
5. Efecto de Escala en las características de Aspiración de una Bomba. 241

UNIDAD VI. ANÁLISIS FUNCIONAL DE LAS BOMBAS CENTRÍFUGAS Y

AXIALES 243

Lección 18. Determinación Gráfica del Punto de Funcionamiento de Distintos Sistemas Hidráulicos. 245

1. Introducción. 245
2. Distintas Formas de las Características Motrices y Resistentes de un Sistema. 246

Lección 19. Cuestiones Funcionales en la Utilización de las Bombas. 255

1. Estabilidad en el Funcionamiento de una Bomba. 255
2. Acoplamiento de Bombas. 257
3. Equipamientos Hidráulicos en una Estación de Bombeo. 263
4. El Cebado de Bombas Instaladas en Aspiración. 266
5. El Arranque de las Bombas. 269

| | |
|--|------------|
| <i>Lección 20. La Regulación de las Estaciones de Bombeo.</i> | 279 |
| 1. Generalidades de los Sistemas de Inyección Directa. | 279 |
| 2. Utilización de depósitos acumuladores para la regulación. | 280 |
| 3. Regulación mediante válvulas motorizadas. | 287 |
| 4. Control de Estaciones de Bombeo con Bombas de Velocidad Fija. | 291 |
| 5. Control de Estaciones de Bombeo con Bombas de Velocidad Variable. | 297 |

UNIDAD VII. FLUJO TRANSITORIO EN ESTACIONES DE BOMBEO 305

| | |
|---|------------|
| <i>Lección 21. Fundamentos Básicos del Flujo Transitorio.</i> | 307 |
| 1. Introducción. | 307 |
| 2. Descripción del Fenómeno Físico del Golpe de Ariete como Transitorio Hidráulico Elástico. | 308 |
| 3. Ecuaciones Básicas del Flujo Transitorio. | 314 |
| 4. Análisis del Transitorio mediante el Modelo Elástico. | 315 |
| <i>Lección 22. Estudio detallado del Transitorio generado por el Arranque o la Parada de una Bomba en una Impulsión.</i> | 323 |
| 1. Condiciones de Contorno en el Problema de Parada de una Bomba. | 323 |
| 2. Análisis del Transitorio ocasionado por el Arranque de una Bomba. | 334 |

MÁQUINAS HIDRÁULICAS

I. Fundamentos de las Máquinas Hidráulicas



Grupo
Mecánica
de Fluidos

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

FUNDAMENTOS DE LAS MÁQUINAS HIDRÁULICAS

LECCIÓN 1 Clasificación de las máquinas de fluidos.

1. Definición de las Máquinas de Fluidos.

Una máquina es un transformador de energía. La máquina absorbe una clase de energía y restituye otra clase de energía o energía de la misma clase, pero transformada.

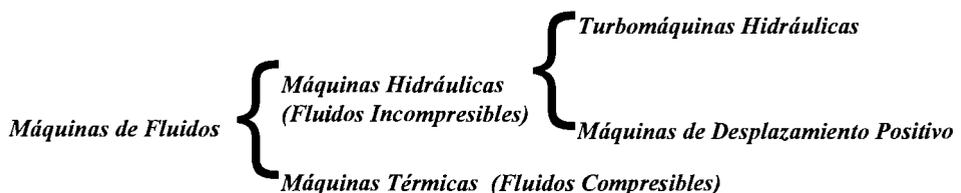
Máquinas de fluidos son aquellas máquinas en que el fluido o bien suministra la energía que absorbe la máquina (turbinas) o bien el fluido es el receptor al que la máquina restituye la energía mecánica que absorbe (bombas, ventiladores).

La primera división que podemos establecer de las Máquinas de Fluidos se basa en el criterio de la variabilidad de la densidad del fluido; es decir, según la compresibilidad del fluido en el interior de la máquina, las máquinas de fluido se clasifican en :

- *Máquinas Hidráulicas*, en las cuales el fluido a través del rodete o impulsor no experimenta cambios de densidad apreciables. Incluyen las turbinas hidráulicas, bombas y ventiladores.
- *Máquinas Térmicas*, en las que el fluido a través del rodete experimenta cambios de densidad apreciables. Incluyen las turbinas de vapor, turbinas de gas y turbocompresores.

En la primera parte del presente curso vamos a estudiar las Máquinas Hidráulicas. Las Máquinas Térmicas son objeto de asignaturas de otras Cátedras.

Además, las máquinas de fluido se pueden clasificar, según el principio de funcionamiento, de la siguiente manera:



Las *Máquinas de Desplazamiento Positivo* incluyen todas las máquinas de émbolo, membrana, rotativas, etc., cuyo principio de funcionamiento es el denominado "principio de desplazamiento positivo". En ellas, una determinada cantidad de fluido es encerrada en un cierto volumen y

trasladada por el interior de la máquina desde la aspiración hasta la impulsión, experimentando variaciones de presión cuando el fluido es compresible gracias a las variaciones de volumen del órgano de retención. Estas máquinas se estudiarán en la segunda parte de la asignatura.

Turbomáquinas son aquellas máquinas de fluido en las cuales el intercambio de energía es debido a la variación del momento cinético del fluido al pasar por los conductos de un órgano que se mueve con movimiento de rotación dotado de álabes o paletas que se denomina rotor o rodete.

En estas máquinas, una corriente continua de fluido atraviesa el rotor con el que intercambia energía, a diferencia de las máquinas de desplazamiento positivo, en las cuales el flujo a través de la máquina se produce de forma discreta (en emboladas).

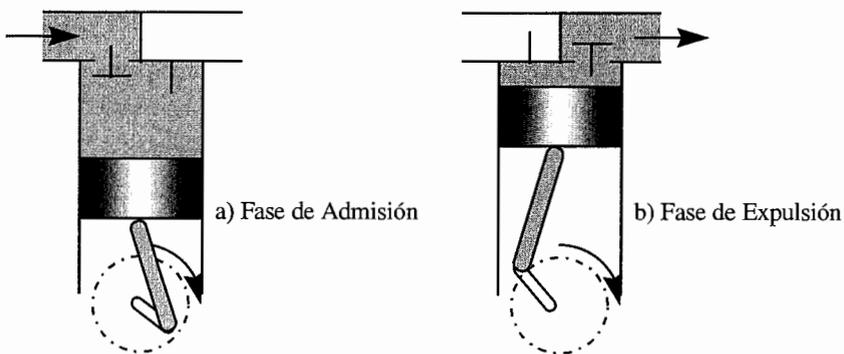


Figura I.1. Principio de Funcionamiento de una Máquina de Desplazamiento Positivo.

La definición anterior es equivalente a esta otra, como veremos en su momento:

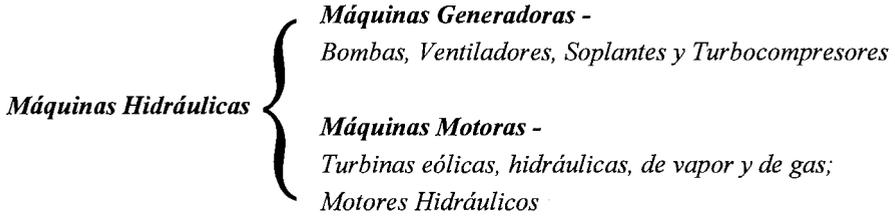
Turbomáquina es aquella máquina de fluido cuyo funcionamiento se basa en la ecuación de Euler, la cual expresa la energía intercambiada entre el rodete y el fluido.

2. Definición y Clasificación de las Turbomáquinas Hidráulicas.

La definición de Turbomáquinas es la siguiente:

Turbomáquina hidráulica es aquella máquina de fluido cuyo principio de funcionamiento es la ecuación de Euler, y cuyo estudio y diseño se hace sin tener en cuenta la variación de densidad a través de la máquina.

Las turbomáquinas hidráulicas, al igual que las otras máquinas de fluido, se pueden clasificar según el sentido de transmisión de la energía. Esta clasificación es la siguiente:



En las turbomáquinas generadoras el rodete cede energía al fluido: bombas, ventiladores y turbocompresores.

En las turbomáquinas motoras el fluido cede energía al rodete: turbinas hidráulicas, turbinas de vapor y turbinas de gas.

Según la dirección del flujo en el rodete las turbomáquinas hidráulicas, al igual que las térmicas, se clasifican en:

Clasificación de las Turbomáquinas según la dirección del Flujo

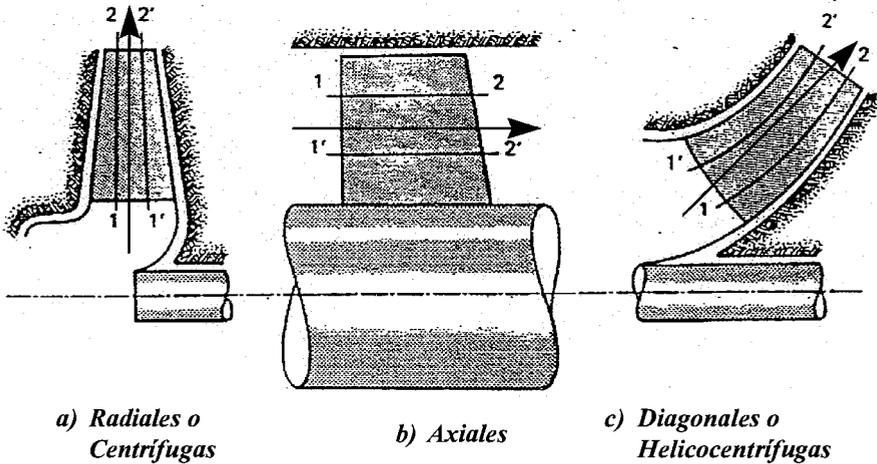


Figura I.2. Clasificación según la dirección del Flujo.

El rodete, en el que tiene lugar el intercambio de energía mecánica y de fluido, es el órgano principal de una turbomáquinas. Consta de un cierto número de paletas o álabes que dividen el espacio total ocupado por el mismo en conductos iguales, por donde circula el fluido de trabajo, que llena total o parcialmente el rodete, experimentando una variación de su momento cinético.

En las turbomáquinas radiales toda partícula de fluido recorre en el rodete una trayectoria situada en un plano transversal al eje de la turbomáquina.

En las turbomáquinas axiales toda partícula de fluido recorre en el rodete una trayectoria situada en un cilindro coaxial con el eje de la turbomáquinas.

En las turbomáquinas diagonales toda partícula de fluido recorre en el rodete una trayectoria

situada en una superficie cónica o en una superficie cualquiera de revolución determinada: plano, cilindro u otra superficie cónica o en una superficie cualquiera de revolución no desarrollable.

En general, se acepta como un postulado en el diseño de las turbomáquinas que toda partícula en el rodete se mueve de manera que no se sale de una superficie de revolución determinada: plano, cilindro y otra superficie de revolución cualquiera, según sea el caso.

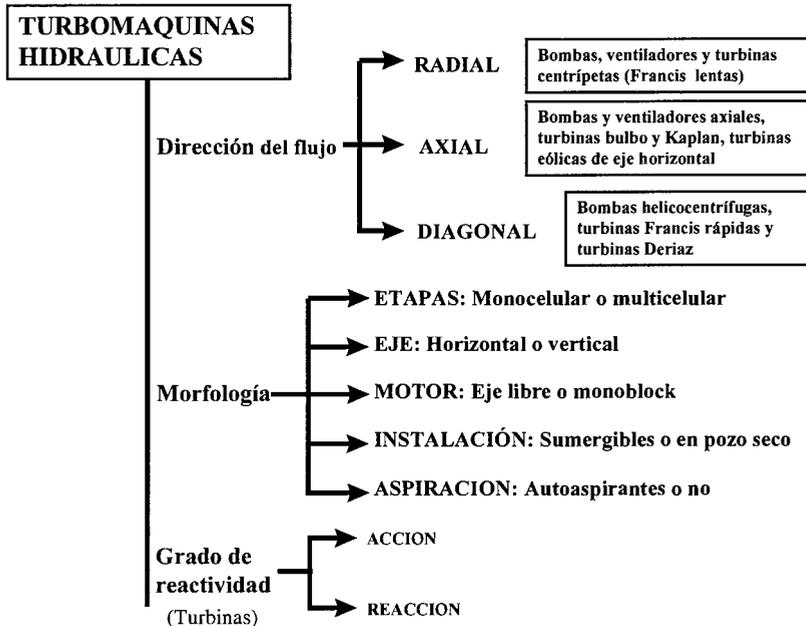


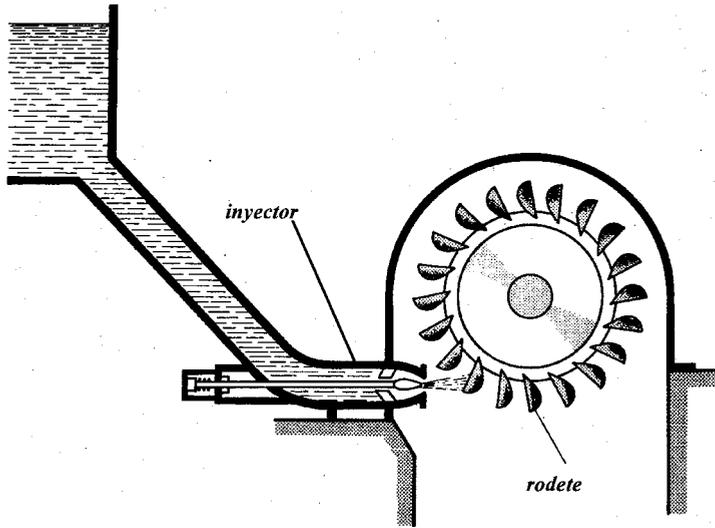
Figura I.3. Clasificación de las Turbomáquinas Hidráulicas según distintos criterios.

En la Figura I.3 se indica el resumen de las clasificaciones de las máquinas de fluido vistas hasta ahora, así como los tipos de máquinas incluidos en cada una de las clasificaciones.

En las Figuras siguiente se destaca la diferencia entre una máquina *de acción* y una máquina *de reacción*.

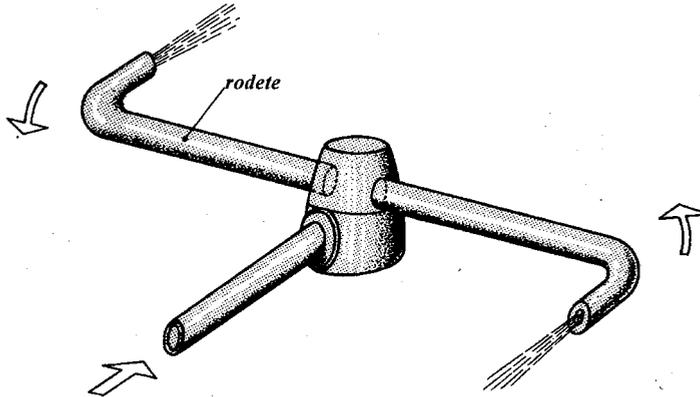
En las primeras, caso de una *Turbina Pelton*, la energía que llega a la turbina lo hace exclusivamente en forma cinética. La presión del fluido se mantiene igual a la atmosférica antes y después del contacto con el rodete.

Por contra, en las máquinas de reacción (un caso simple puede ser un *aspersor de riego*), la energía aprovechada por la máquina es precisamente la energía estática, o energía en forma de presión. Así, el fluido, por continuidad, no modifica su velocidad, pero sí pierde toda la presión de que disponía en el interior de la conducción. Esa energía de presión perdida se transforma en el movimiento del aspersor.



*Turbina Pelton: Máquina de Acción con $G_r = 0$
(El fluido llega al rodete con presión $p = 0$)*

Figura I.4. Ejemplo de una Máquina de Acción.



*Aspensor: Máquina de Reacción con $G_r = 1$
(La velocidad relativa del fluido a la entrada y a la salida del rodete apenas varía, $\Delta v \approx 0$)*

Figura I.5. Ejemplo de una Máquina de Reacción.

FUNDAMENTOS DE LAS MÁQUINAS HIDRÁULICAS

LECCIÓN 2 *Ecuación general de las Turbomáquinas Hidráulicas.*

1. *Descripción del Flujo en el Interior del Rodete. Los triángulos de Velocidad.*

La Ecuación general de las Máquinas Hidráulicas, también llamada Ecuación de Euler se basa en el Teorema de Conservación del Momento Cinético, ya visto en las asignaturas de Mecánica de Fluidos. Aunque ahora lo vamos a aplicar a una bomba centrífuga, este teorema es general y vale para cualquier tipo de turbomáquina hidráulica.

El rodete es la parte fundamental de la turbomáquina, pues en él se produce el intercambio de energía mecánica a energía del fluido y viceversa. Por tanto, vamos a caracterizar primero el movimiento que sigue el fluido en el interior del rodete de una Bomba Centrífuga.

Sea el rodete de una bomba centrífuga, constituido por dos coronas circulares unidas mediante álabes encargados de orientar el fluido, Figura I.6. Asignaremos el subíndice 1 a la sección de entrada y el subíndice 2 a la sección de salida. En esta misma figura se pueden definir las siguientes componentes de la velocidad del fluido:

- w velocidad relativa del fluido respecto del rodete. En condiciones ideales de ausencia de pérdidas y un guiado perfecto de todas las líneas de corriente, se puede considerar siempre tangente al álabe a lo largo de la trayectoria.
- u velocidad de arrastre debida a la rotación del rodete. El rodete gira con la velocidad de rotación ω , siendo $u(r) = \omega r$ la velocidad que llevaría un punto perteneciente al rodete y situado a una distancia r del eje de giro.
- v velocidad absoluta del fluido, fruto de la suma vectorial de las dos anteriores.

Tal y como se muestra en la Figura I.6, si efectuamos de manera gráfica la suma vectorial de estas velocidades en las secciones de entrada Σ_1 y de salida Σ_2 del rodete, resultan sendos triángulos, a los denominaremos en lo sucesivo *Triángulos de Velocidad*.

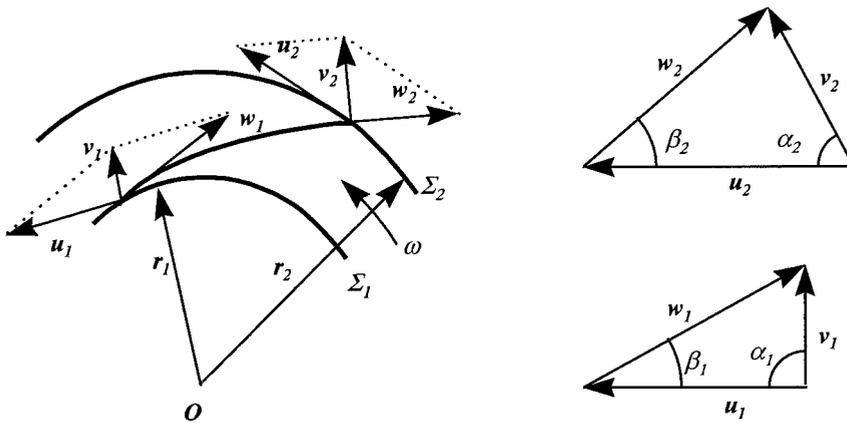


Figura I.6. Triángulos de Velocidad en el rodete de una bomba centrífuga.

2. Teorema fundamental de las Turbomáquinas o teorema de Euler.

Una vez definido el concepto de lo que son los Triángulos de Velocidad, vamos a demostrar la Ecuación Fundamental de las Turbomáquinas Hidráulicas. Como ya se ha comentado, para ello aplicaremos el Teorema de Arrastre de Reynolds a la Propiedad Momento Cinético.

En primer lugar, vamos a adoptar las siguientes hipótesis simplificativas:

1. En el rodete no existen pérdidas de ningún tipo, $\eta = 1$.
2. El rodete tiene número infinito de álabes de espesor nulo ($z = \infty$). Ello quiere decir que los filetes fluidos dentro del canal entre álabes están perfectamente guiados, y los triángulos de velocidad son idénticos en todos los puntos de igual radio.
3. Régimen permanente.
4. Fluido incompresible, $\rho = cte$.

La ecuación de conservación del momento cinético aplicada a un volumen de control que contornea el rodete es:

$$\Sigma \vec{M}_{ext} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{VC} d\vec{M}_c + \iint_{SC} \rho [\vec{r} \wedge \vec{v}] (\vec{v} \cdot d\vec{A}) \quad (1)$$

En régimen permanente o estacionario, el momento cinético (o cualquier otra propiedad) no experimentan ningún cambio en el interior del volumen de control VC . Por tanto,

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{VC} d\vec{M}_c = 0 \quad (2)$$

En el caso de la bomba, el único par exterior al rodete es el transmitido al mismo a través del eje,

debido al trabajo del motor que la mueve. Considerando que se trata de un par motor y se corresponde con el supuesto de número infinito de álabes, lo denominaremos $M_{m,\infty}$:

$$\Sigma \vec{M}_{ext} = M_{m,\infty} \vec{k} \quad (3)$$

El volumen de control es el rodete propiamente dicho, pero exterior al mismo. El flujo es uniforme a lo largo de las secciones de entrada (Σ_1) y salida (Σ_2). El valor de $[r \wedge v]$ es el mismo en cualquier punto de Σ_1 y lo mismo para Σ_2 . Entonces:

$$M_{m,\infty} \vec{k} = [\vec{r} \wedge \vec{v}]_1 \iint_{\Sigma_1} \rho (\vec{v} \cdot d\vec{A}) + [\vec{r} \wedge \vec{v}]_2 \iint_{\Sigma_2} \rho (\vec{v} \cdot d\vec{A}) \quad (4)$$

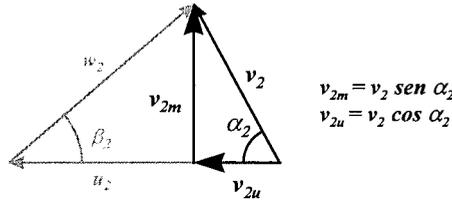


Figura I.7. Descomposición de la Velocidad Absoluta en sus componentes radial y tangencial.

Además, al ser el fluido incompresible, la densidad es constante en todo el volumen de control. Si descomponemos la velocidad absoluta v en una componente radial v_m y una componente tangencial v_u tal y como se muestra en la Figura I.7, nos quedará:

$$\begin{aligned} \iint_{\Sigma} (\vec{v} \cdot d\vec{A}) &= v \cdot A \cdot \cos \alpha = (v \text{ sen } \alpha)(A) = v_m A = Q_r \\ \iint_{\Sigma_1} \rho (\vec{v} \cdot d\vec{A}) &= \rho \iint_{\Sigma_1} (\vec{v} \cdot d\vec{A}) = -\rho Q_r \\ \iint_{\Sigma_2} \rho (\vec{v} \cdot d\vec{A}) &= \rho \iint_{\Sigma_2} (\vec{v} \cdot d\vec{A}) = \rho Q_r \end{aligned} \quad (5)$$

siendo Q_r el caudal que circula por el rodete. Obsérvese que cuando se considera vectorialmente una superficie, el sentido positivo del vector es aquel que tiene dirección de salida, siendo negativo el sentido de entrada. Por ello, en la sección de salida, el producto escalar $(v \cdot dA)$ tiene un valor positivo, y ese mismo producto toma valor negativo en la sección de entrada. Con ello se obtiene:

$$M_{m,\infty} \vec{k} = \rho Q_r ([\vec{r} \wedge \vec{v}]_2 - [\vec{r} \wedge \vec{v}]_1) \quad (6)$$

de los triángulos de velocidad representados en la Figura I.7 se deduce:

$$\begin{aligned} [\vec{r} \wedge \vec{v}]_1 &= r_1 v_1 \text{ sen } \alpha_1 \vec{k} = r_1 v_1 \text{ cos } \alpha_1 \vec{k} \\ [\vec{r} \wedge \vec{v}]_2 &= r_2 v_2 \text{ sen } \alpha_2 \vec{k} = r_2 v_2 \text{ cos } \alpha_2 \vec{k} \end{aligned} \quad (7)$$

Llamando $v_{1u} = v_1 \text{ cos } \alpha_1$ y $v_{2u} = v_2 \text{ cos } \alpha_2$ a la proyección de las velocidades absolutas en dirección tangencial, o velocidades tangenciales de entrada y salida, el par motor teórico quedará:

$$M_{m,\infty} = \rho Q_r (r_2 v_{2u} - r_1 v_{1u}) \quad (8)$$

lo que constituye el teorema de Euler básico de las turbomáquinas hidráulicas. Se podría repetir todo el desarrollo anterior para el caso de trabajar con una turbina, con los Triángulos de Velocidad mostrados en la Figura I.8. En este caso de rodete de un motor o turbina, tendremos un par teórico recibido, y el teorema de Euler se escribirá:

$$M_{r,\infty} = \rho Q_r (r_1 v_{1u} - r_2 v_{2u}) \quad (9)$$

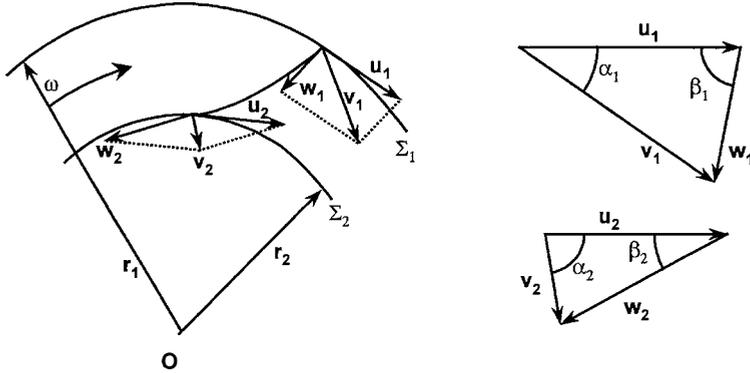


Figura I.8. Triángulos de Velocidad para una Turbina Centrípeta.

3. Altura Teórica aportada por una bomba con un número infinito de álabes.

La Ecuación de Euler de las Turbomáquinas Hidráulicas aún admite alguna mejora. En el caso de bomba centrífuga, por ejemplo, si multiplicamos el par motor teórico con número con número infinito de álabes por la velocidad de rotación obtenemos la potencia teórica de accionamiento,

$$P_{t,\infty} = M_{m,\infty} \cdot \omega = \rho Q_r (r_2 v_{2u} - r_1 v_{1u}) \cdot \omega \quad (10)$$

Pero la velocidad de arrastre, en general, se define como $u = r \omega$, quedando:

$$P_{t,\infty} = \rho Q_r (u_2 v_{2u} - u_1 v_{1u}) \quad (11)$$

La potencia recibida por el fluido a su paso por el rodete se puede poner como:

$$P_{t,\infty} = \gamma Q_r H_{t,\infty} \quad (12)$$

por lo que, igualando las anteriores expresiones resulta:

$$\rho Q_r (u_2 v_{2u} - u_1 v_{1u}) = \gamma Q_r H_{t,\infty} \Rightarrow H_{t,\infty} = \frac{u_2 v_{2u} - u_1 v_{1u}}{g} \quad (13)$$

que es la altura teórica creada por la bomba con número infinito de álabes. Esta altura es el trabajo recibido por la unidad de peso de fluido circulante por el interior del rodete; tiene

unidades de longitud y se mide en metros de columna de fluido trasegado.

En la mayoría de la turbomáquinas motoras se diseña la entrada al rodete de manera que ésta sea radial, $\alpha_1 = 90^\circ$, $v_{1u} = 0$, y en las turbomáquinas generadoras (turbinas) el rodete es tal que en la sección de salida $\alpha_2 = 90^\circ$, $v_{2u} = 0$ en el punto de diseño. Con esto se consigue mejorar la transformación de energía en el rodete. En este caso, para una bomba quedará:

$$M_{m,\infty} = \rho Q_r u_2 v_{2u} \Rightarrow H_{t,\infty} = \frac{u_2 v_{2u}}{g} \quad (14)$$

Esta expresión de la altura teórica aportada por una bomba viene expresada en función de los triángulos de velocidad. Sin embargo, las características que habitualmente se conocen del rodete de una bomba son sus características geométricas, así como su velocidad de giro. Haciendo uso de las definiciones de los triángulos de velocidad, podemos llegar a una nueva expresión de la altura teórica de la bomba.

En primer lugar, veamos cuáles son las secciones de entrada y de salida del rodete:

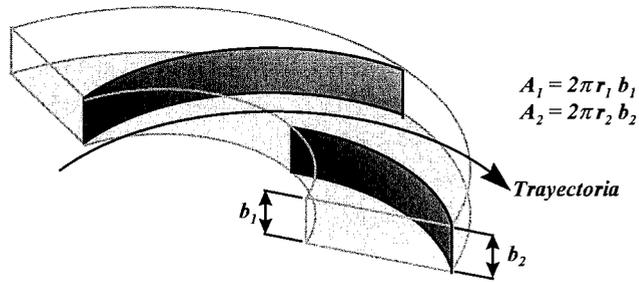


Figura I.9. Trayectoria que sigue el fluido en el interior del rodete.

Retomando la ecuación (5), esto nos lleva a expresar las componentes radiales de las velocidades en función del caudal que atraviesa el rodete, Q_r :

$$v_{1m} = \frac{Q_r}{A_1} = \frac{Q_r}{\pi D_1 b_1} \quad ; \quad v_{2m} = \frac{Q_r}{A_2} = \frac{Q_r}{\pi D_2 b_2} \quad (15)$$

Además, según la Figura I.7, se pueden establecer nuevas relaciones entre los triángulos de velocidad y la geometría del rodete. Así,

$$u_2 = \omega \cdot r_2 = \frac{2\pi N}{60} \cdot \frac{D_2}{2} = \frac{\pi N D_2}{60} \quad (16)$$

$$v_{2u} = v_2 \cdot \cos \alpha_2 \quad (17)$$

Obsérvese que el ángulo α_2 no es realmente un parámetro geométrico, sino que viene condicionado por la propia trayectoria. Sin embargo, el ángulo β_2 sí es el ángulo de los álabes a la salida del rodete. Por tanto,

$$v_{2u} = u_2 - v_{2m} \cdot \cot \beta_2 \quad (18)$$

Combinando las ecuaciones (15), (16) y (18) con la ecuación (14) de Euler nos quedará una expresión de la altura en función de los parámetros geométricos del rodete, la velocidad de giro del mismo y el caudal que circula por él:

$$H_{t,\infty} = \frac{\pi^2 D_2^2}{3600g} N^2 - \frac{\cot \beta_2}{60b_2g} NQ_r = AN^2 - BNQ_r \quad (19)$$

Expresión que sólo es válida para rodetes diseñados con una **entrada radial**, $\alpha = 90^\circ$.

4. Teorema de Bernouilli aplicado a un movimiento relativo con rotación uniforme.

Vamos a deducir el teorema de Bernouilli generalizado para un movimiento relativo (contornos móviles), cuya aplicación al rodete de una turbomáquina nos conducirá de nuevo al teorema de Euler. Se trata, en definitiva, de llegar al mismo resultado partiendo de la ecuación de la energía en lugar de la del momento cinético, si bien el nuevo enfoque nos va a permitir conocer algo más sobre el comportamiento del flujo en el interior del rodete.

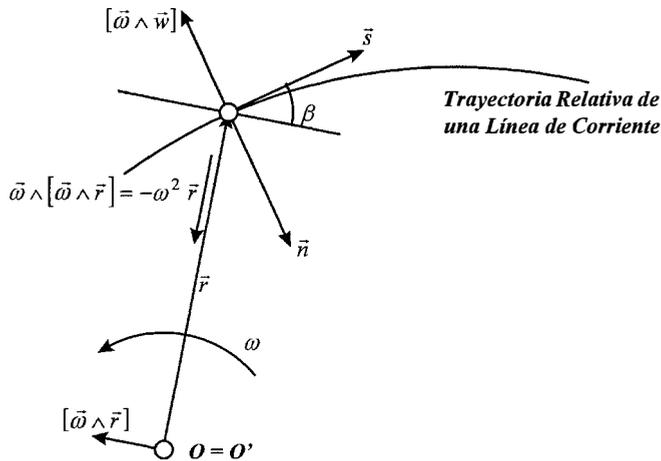


Figura I.10. Aplicación de la ecuación del movimiento en coordenadas intrínsecas a un movimiento relativo en rotación uniforme.

Partiremos para ellos de las ecuaciones del movimiento **absoluto** de un fluido en coordenadas intrínsecas, esto es, proyectadas en la dirección del movimiento s y en la dirección normal n , tal y como se deducen de las ecuaciones generales de Navier-Stokes para el régimen permanente:

$$\begin{aligned} v \frac{\partial v}{\partial s} &= -\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{p}{\rho} + g z \right) - f_s \\ \frac{v^2}{r} &= -\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{p}{\rho} + g z \right) \end{aligned} \quad (20)$$

Si suponemos, como hacíamos en el cálculo a partir de la ecuación del momento cinético, que el número de álabes es infinito y por consiguiente que todos los filetes están perfectamente guiados, la segunda de las ecuaciones perderá entonces su significado al no afectar las fuerzas normales a la trayectoria de la partícula. Además, si consideramos el flujo ideal y las fuerzas gravitatorias despreciables, quedará:

$$v \frac{\partial v}{\partial s} = -\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (21)$$

con $v = v(s)$.

El primer miembro de la ecuación (21) representa la **aceleración absoluta** en la dirección del movimiento, que en este caso se reduce a la aceleración convectiva. Ahora bien, si el flujo discurre a través de unos contornos móviles, como sucede en el interior del rodete, la aceleración absoluta habrá que expresarla como suma de la aceleración relativa, $w(\partial w/\partial s)$ en este caso, más los términos correctivos de la aceleración de arrastre y de Coriolis, conforme al teorema de Chasles (ver Figura I.10):

$$\begin{aligned} a &= a_r + a_{arr} + a_c = \\ &= w \left(\frac{\partial w}{\partial s} \right) + \left[\frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} \wedge \vec{r} + \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{r}) \right]_s + 2 \cdot [\vec{\omega} \wedge \vec{w}]_s \end{aligned} \quad (22)$$

En el caso de un rodete con rotación uniforme,

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = 0$$

y por otra parte los orígenes del sistema fijo y móvil coinciden, $O \equiv O'$; por consiguiente

$$\frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial t^2} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} \wedge \vec{r} = 0$$

En cuanto a la aceleración de Coriolis, ésta no genera ninguna componente en la dirección del movimiento, ya que por propia definición es perpendicular al vector w . Queda pues tan sólo por considerar la componente de la aceleración centrífuga en la dirección del movimiento, $[\omega \wedge (\omega \wedge r)]_s$. Puesto que los vectores ω y r son perpendiculares, dicho producto será un vector de módulo $-\omega^2 r$ y dirigido hacia el centro de rotación, cuya proyección en la dirección contraria del movimiento será $\omega^2 r \text{ sen } \beta$.

Con todas estas consideraciones, la ecuación (21) queda reducida a:

$$w \frac{\partial w}{\partial s} - \omega^2 r \text{ sen } \beta = -\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (23)$$

Multiplicando ahora cada uno de los términos de la ecuación anterior, que representa un balance de fuerzas, por el desplazamiento elemental de la partícula a lo largo de la línea de corriente ds ,

obtendremos un balance de energías de la forma:

$$w \, dw - \omega^2 r \, \text{sen } \beta \, ds + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (24)$$

donde ρ se ha supuesto constante por tratarse de un fluido incompresible.

De la Figura I.10 se desprende que $\text{sen } \beta \, ds = dr$ y desarrollando el segundo término de la expresión anterior resulta $\omega^2 r \, dr = u \, \omega \, dr = u \, du = d(u^2/2)$, por lo que finalmente se tiene:

$$d\left(\frac{w^2 - u^2}{2}\right) + \frac{1}{\rho} dp = 0 \quad (25)$$

La integración de la ecuación anterior a lo largo de una línea de corriente conduce a la ecuación de Bernouilli generalizada:

$$\frac{w^2 - u^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \text{cte} \quad (26)$$

válida a lo largo de cualquier línea de corriente.

En el caso del flujo real por el interior del rodete de una bomba con fuerzas de rozamiento no despreciables, la integración de (25) entre dos puntos a y b de una trayectoria cualquiera, considerando las pérdidas, proporciona:

$$\boxed{\left(\frac{w_a^2 - u_a^2}{2g} + \frac{p_a}{\gamma}\right) - \left(\frac{w_b^2 - u_b^2}{2g} + \frac{p_b}{\gamma}\right) = h_{a \rightarrow b}} \quad (27)$$

en la cual todos los términos se han dividido por g . El término $h_{a \rightarrow b}$ representa las pérdidas entre los referidos puntos a y b . Si en particular aplicamos la (27) entre la entrada del rodete 1 y la salida 2, supuestas todas las trayectorias idénticas, el término de pérdidas se corresponderá en este caso con la suma de todas las pérdidas por fricción y por choque en el interior del rodete (en lecciones sucesivas se analizará el significado de estas pérdidas).

5. Aplicación al movimiento de un fluido en el interior del rodete de una turbomáquina

Consideremos la ecuación (27) aplicada entre la entrada y salida del rodete, sin tener en cuenta por ahora las pérdidas. El teorema del coseno, aplicado a los triángulos de velocidades de entrada y de salida, permite escribir $w^2 = u^2 + v^2 - 2uv \cos \alpha$, y sustituyendo queda:

$$\frac{v_1^2 - 2u_1v_1 \cos \alpha_1 + \frac{p_1}{\gamma}}{2g} = \frac{v_2^2 - 2u_2v_2 \cos \alpha_2 + \frac{p_2}{\gamma}}{2g} \quad (28)$$

Recordando ahora que los términos de Bernouilli a la entrada y a la salida del rodete, con campo gravitatorio despreciable, tienen por expresión:

$$B_1 = \frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} \quad ; \quad B_2 = \frac{v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} \quad (29)$$

y que $v \cos \alpha = v_{2u}$, resulta:

$$B_2 - B_1 = \frac{u_2 v_{2u} - u_1 v_{1u}}{g} \quad (30)$$

La diferencia $B_2 - B_1$ representa la energía por unidad de peso ganada por el fluido a su paso por el rodete bajo todas las hipótesis consideradas hasta ahora (flujo ideal y todas las trayectorias idénticas), esto es, la **altura teórica** creada por la bomba $H_{t,\infty}$, de modo que la ecuación (30) representa nuevamente la ecuación de Euler:

$$H_{t,\infty} = B_2 - B_1 = \frac{u_2 v_{2u} - u_1 v_{1u}}{g} \quad (31)$$

Si consideramos ahora que el número de álabes es **finito** y tenemos en cuenta las pérdidas de todo tipo en el interior del rodete, $\Sigma h^{(r)}$, tendremos:

$$B_2 - B_1 = \frac{u_2 v_{2u} - u_1 v_{1u}}{g} - \Sigma h^{(r)} \quad (32)$$

Finalmente, si admitimos también la existencia de unas pérdidas en la boca de entrada del rodete antes de la sección Σ_1 , y unas pérdidas en el difusor y caracol después de la sección Σ_2 del rodete, la **altura útil** H_u creada por la bomba será:

$$\begin{aligned} H_u = B_1 - B_A = B_2 - B_1 - \Sigma h^{(d)} - \Sigma h^{(c)} = \\ = \frac{u_2 v_{2u} - u_1 v_{1u}}{g} - \Sigma h^{(r)} - \Sigma h^{(d)} - \Sigma h^{(c)} \end{aligned} \quad (33)$$

donde $\Sigma h^{(d)}$ representa las pérdidas en el difusor y $\Sigma h^{(c)}$ las pérdidas en el caracol referidas. Los subíndices A e I se refieren ahora a las bridas de entrada (**Aspiración**) y salida (**Impulsión**) de la bomba, entre las cuales se mide la altura útil de la misma.

Nótese que mientras el Bernouilli en 2 contiene una parte importante de energía en forma cinética, el Bernouilli en 1 está constituido casi en su totalidad por energía de presión, gracias a la transformación habida en el difusor y caracol. Este efecto también se verá con más detalle en lecciones posteriores.

6. Diversas consideraciones en torno a la Ecuación de Euler.

A lo largo de esta lección, se ha obtenido en primer lugar una expresión teórica de la altura que da una bomba en función de las características geométricas del rodete, la velocidad de giro del mismo y el caudal impulsado (ecuaciones (13) y (19)). También se ha visto la apariencia que toma la altura útil o efectiva de la bomba al aplicar el Teorema de Bernouilli Generalizado, considerando todas las pérdidas hidráulicas de la bomba.

Sin embargo, antes de analizar con más detalle el comportamiento real que tienen las turbomáquinas hidráulicas, conviene resaltar algunas reflexiones y consideraciones sobre la propia Ecuación de Euler.

- a) *Independencia del trazado de los álabes.* Para obtener el par sobre el eje y la altura creada por el rodete sólo es necesario conocer los triángulos de velocidad en las secciones de entrada y de salida del mismo. No es necesario, sin embargo conocer la geometría del trazado del mismo. Esta sólo afectará a la altura útil, ya que condicionará las pérdidas hidráulicas en el interior del rodete.
- b) *Independencia de la naturaleza del fluido.* La altura teórica de elevación, expresada en metros de columna de fluido, es para cualquier turbobomba independiente de la densidad del fluido impulsado. No importa pues cuál es el fluido bombeado, incluso si es el propio aire. Por esta razón, una bomba con su eje por encima del nivel de aspiración no es capaz de cebarse por sí misma, ya que para crear una depresión de 1 mca en la aspiración debería comunicar al aire que llena el cuerpo del rodete para evacuarlo a la atmósfera, una altura equivalente a 780 metros de columna de aire aproximadamente en condiciones normales, muy por encima de la capacidad de elevación de un rodete normal.

La densidad, en cambio, sí afecta a la potencia absorbida, siendo ambas proporcionales. Los fabricantes suelen dar la potencia absorbida por la bomba para el supuesto de trasiego de aguas limpias, a menos que se indique lo contrario. Si el fluido bombeado es distinto, habrá que corregir este dato de acuerdo con la densidad media estimada.

Quien también afecta a la altura real creada por la bomba, aunque no a la teórica, es la viscosidad del fluido, como más adelante veremos, ya que las pérdidas internas crecen con la viscosidad, haciendo disminuir el rendimiento de la bomba.

- c) *Diseño de la aspiración para favorecer la entrada radial.* La velocidad absoluta de entrada al rodete v_1 no viene impuesta por la bomba, sino por las condiciones de entrada del flujo, de modo que la dirección de la velocidad relativa v_1 y, en consecuencia, el ángulo β_1 , están determinados por la magnitud y dirección de ésta. Toda turbobomba se diseña para un cierto caudal y una dirección absoluta de entrada del flujo supuesta que, aunque teóricamente debiera corresponder a $\alpha_1 = 90^\circ$, en la práctica resulta inevitable la existencia de una pequeña prerrotación a la entrada si la tubería de aspiración es muy corta o inexistente (bombas sumergidas), de modo que se adoptan ángulos α_1 entre 85° y 90° .

Asimismo, unas condiciones de entrada indebidas (flujo irregular después de un codo, rotaciones inducidas por simetrías en el pozo de aspiración, corrientes laterales de paso, perturbaciones provocadas por otra bomba contigua, etc.) pueden ser también causa de la aparición de estas pérdidas por choque, incluso para el caudal nominal. Su efecto sobre el rendimiento es mucho más acusado cuanto más axial es la bomba, debido a la falta de guiado del flujo al ser el paso entre álabes cada vez más ancho; de ahí que un correcto diseño de la cámara de aspiración sea de vital importancia en el proyecto de las estaciones

de bombeo. Una disposición incorrecta puede hacer perder a la bomba hasta 30 puntos de rendimiento, como se ha podido comprobar en algunos casos.

- d) En el triángulo de salida, el ángulo β_2 de salida del flujo viene prácticamente impuesto por los álabes, afectando el caudal en este caso al valor absoluto de w_2 y, en consecuencia, también al de v_2 y a su dirección de salida α , esto es, a v_{2u} . Por consiguiente, de acuerdo con la ecuación de Euler, el ángulo β_2 afectará a la altura teórica $H_{t,\infty}$. De ahí que en todas las turbobombas la altura H sea una función del caudal Q , dando lugar a una curva característica $H-Q$ que es particular de cada bomba. El ángulo β_2 es determinante para la forma que adopta dicha curva, influyendo en su pendiente y en la aparición o no de ramas inestables (pendientes positivas). Más adelante trataremos las consecuencias negativas de las ramas inestables.
- e) En la expresión (19), N representa la velocidad de giro en rpm, D_2 el diámetro de salida del rodete, b_2 el ancho a la salida y β_2 el ángulo de salida de los álabes, de donde se puede concluir fácilmente la forma en que cada uno de estos parámetros afectan a la curva teórica de una bomba radial y, en consecuencia, también a la curva real. En particular, la altura teórica a caudal nulo es proporcional a los cuadrados del diámetro exterior y de la velocidad de giro, esto es, a u_2^2 . En cuanto a la pendiente, viene afectada por N y β_2 como ya dijimos, pero no por D_2 .

En la práctica D_2 y N pueden ser modificados para transformar la curva de la bomba, mientras que b_2 y β_2 son parámetros fijos de diseño que influyen, el primero en el caudal trasegado y el segundo en la pendiente de la curva como ya sabemos.

- f) En realidad, la ecuación de Euler, tal y como se ha formulado en la expresión (19), es ficticia porque no tiene en cuenta el efecto de la desviación, es decir, la falta de guiado de los filetes por el interior de un canal por el hecho de ser el número de álabes, z , forzosamente finito. Para el caso de las bombas radiales, las teorías de la desviación, de carácter empírico o semiempírico todas ellas, permiten estimar el valor de la altura teórica corregida $H_{t,z}$ (teórica porque aún no se han considerado las pérdidas hidráulicas en el rodete) a partir de $H_{t,\infty}$, que es siempre menor.

La altura $H_{t,z}$ es quien realmente determina el par real a aplicar en el eje de la bomba, conforme a una expresión similar a la (19) pero corrigiendo la velocidad v_{2u} por la velocidad efectiva v'_{2u} , siempre menor tras considerar la desviación. Puesto que la potencia absorbida depende del par aplicado, ésta también se verá reducida por el hecho de ser el número de álabes finito. Las desviaciones de $H_{t,z}$ respecto a la altura ficticia $H_{t,\infty}$ pueden ser del orden de un 20 a un 30 %, dependiendo del número de álabes, del ángulo β_2 y de la relación r_2/r_1 , por lo que en ningún modo puede olvidarse este hecho a la hora de efectuar un diseño.

- g) Aunque todo el desarrollo de la presente lección se ha efectuado para un rodete de una bomba radial, en el caso de un rodete axial, la ecuación general de Euler resulta asimismo

aplicable, pero con la particularidad de que las velocidades de arrastre a la entrada y salida del rodete, u_1 y u_2 iguales para un filete dado pero variables con el radio r , es decir, las trayectorias son distintas según la línea de corriente que se elija. Esto que obliga a efectuar tanto el análisis del flujo como el diseño de la palas de manera diferencial filete a filete, procediéndose posteriormente a la correspondiente integración para obtener el par motor resultante:

$$dM_{m,\infty} = \rho (r_2 v_{2u} - r_1 v_{1u}) dQ_r \quad (34)$$

- h) La ecuación de Euler se puede aplicar así mismo sobre un álabe fijo, pero en este caso no se habla de par motor ni de par resistente, sino de par estático a resistir. Esto se aplicará más adelante a los álabes del difusor de una bomba.

FUNDAMENTOS DE LAS MÁQUINAS HIDRÁULICAS

LECCIÓN 3 *Comportamiento real de las Turbomáquinas Hidráulicas.*

1. *Comportamiento real de las bombas.*

La existencia de pérdidas por fricción en el interior de la máquina, localizadas fundamentalmente en el rodete y en el difusor (o caracol en su caso), además de las pérdidas por choque localizadas sobre la arista de entrada del rodete, son la causa de que la altura útil H_u disminuya con respecto a la altura teórica modificada para tener en cuenta los efectos de la desviación, $H_{t,z}$. La diferencia entre ambas alturas es pues la suma de todas las **pérdidas hidráulicas** en la bomba, siendo el **rendimiento hidráulico** η_h , definido como el cociente entre ambas alturas, quien las cuantifica:

$$H_u = H_{t,z} - \sum h$$

$$\eta_h = \frac{H_u}{H_{t,z}} = \frac{H_{t,z} - \sum h}{H_{t,z}} \quad (1)$$

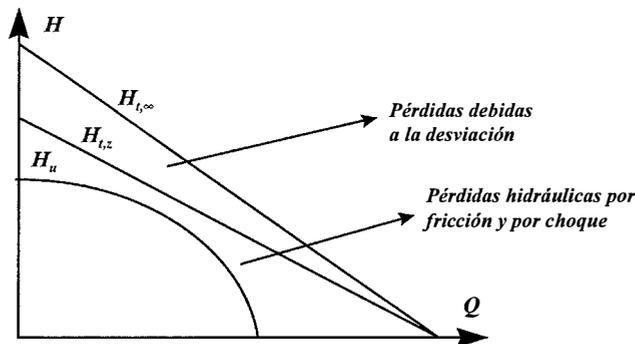


Figura I.11. Curvas características teórica y real de una bomba centrífuga.

La curva ideal $H-Q$ para una bomba radial debería ser una recta del tipo:

$$H_{t,z} = A'N^2 - B'NQ_r$$

donde A' y B' son constantes numéricas relacionadas con las constantes A y B ya vistas en la lección anterior; y N velocidad de giro en rpm, según se desprende de la ecuación de la Ecuación de Euler modificada para tener en cuenta los efectos de la desviación suponiendo entrada radial. Tras efectuar unas simples transformaciones que tengan en cuenta las pérdidas

hidráulicas y a causa de estas pérdidas, la curva de la bomba pasa a ser una curva de tipo parabólico como la mostrada en la Figura I.11, con la presencia de un máximo o no dependiendo de las características morfológicas de la bomba.

Cuando hablamos de las características reales de una bomba hay que tener en cuenta, además del rendimiento hidráulico, el hecho de que, en bombas, el **caudal útil o efectivo** obtenido a la salida, Q , es inferior al que circula por el rodete, Q_r , ya que existen unas **fugas q** que después de salir del rodete circulan entre éste y la carcasa y vuelven a entrar al mismo (ver Figura I.12).

Las fugas de caudal internas q , es decir, el caudal que retorna directamente de la salida del rodete a la entrada sin llegar a abandonar la bomba, a través del huelgo que necesariamente debe existir entre cuerpo de bomba y rodete, determinan un **rendimiento volumétrico** cuya expresión es:

$$\eta_v = \frac{Q}{Q_r} = \frac{Q}{Q + q} \quad (2)$$

y el cual resulta particularmente bajo para los rodetes especiales no obstruibles de tipo abierto o semiabierto que se utilizan en el trasiego de aguas residuales o fluidos muy viscosos. En los rodetes cerrados de aguas limpias la boca de entrada se provee de un anillo de cierre de tipo laberíntico que permite reducir al mínimo estas fugas.

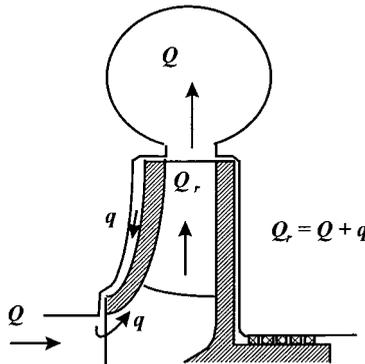


Figura I.12. Pérdidas volumétricas en el rodete de una bomba. La **potencia absorbida** por el eje de accionamiento (también llamada **potencia en el eje**) es el producto del par en el eje por la velocidad de rotación:

$$P_{abs} = M_{eje} \cdot \omega \quad (3)$$

mientras que la **potencia interna** es la necesaria para el trasiego del fluido, y es comunicada por el rodete como producto del par teórico de Euler con número finito de álabes por la velocidad de rotación. Puesto que seguimos bajo la hipótesis de comportamiento ideal, esta potencia se transformará íntegramente en potencia comunicada al fluido:

$$P_i = M_{t,z} \cdot \omega = \gamma Q_r H_{t,z} \quad (4)$$

La diferencia entre P_{abs} y P_i es la suma de potencias perdidas en ejes, cojinetes y por fricción debido al fluido que existe entre el rodete y la carcasa, englobando todas estas pérdidas bajo la denominación de **pérdidas mecánicas**:

$$P_{abs} = P_i + \sum P_{mec} \quad (5)$$

Además de las fugas, las pérdidas mecánicas por fricción en cojinetes, guías, y sobretodo las originadas en el caso de las bombas radiales por los discos posterior y anterior (cuando existe) del rodete al batir el agua estancada entre la parte exterior de éste y el cuerpo de bomba, hacen que la potencia absorbida por el eje sea en realidad mayor que la entregada al fluido a través del intercambio de momento cinético que tiene lugar en el rodete. El **rendimiento mecánico** cuantifica estas pérdidas y se define según la expresión:

$$\eta_m = \frac{P_i}{P_{abs}} = \frac{P_i}{P_i + \sum P_{mec}} = \frac{P_{abs} - \sum P_{mec}}{P_{abs}} \quad (6)$$

La **potencia útil** de la bomba es la que se le comunica al fluido que sale de la misma Q por medio de la altura útil H , siendo

$$P_u = \gamma Q H \quad (7)$$

de modo que el **rendimiento global**, que es el dato que proporciona el fabricante, se puede definir como:

$$\eta_g = \frac{P_u}{P_{abs}} = \frac{\gamma Q H}{P_{abs}} \quad (8)$$

bien, se puede decir que

$$P_{abs} = \frac{\gamma Q H}{\eta_g} \quad (9)$$

La relación entre el rendimiento global y los rendimientos definidos resulta ser el producto de los tres anteriores:

$$\eta_g = \frac{\gamma Q H}{P_{abs}} \cdot \frac{P_i}{\gamma Q_r H_{t,z}} = \eta_v \cdot \eta_h \cdot \eta_m \quad (10)$$

es decir, el rendimiento global es el producto de los rendimientos hidráulico, volumétrico y mecánico. Este rendimiento, que para una bomba de aguas limpias de gran potencia puede hoy en día llegar a alcanzar el 90 %, o el 80 % si es de fabricación en serie.

En la Figura I.13 se representa el balance energético en una bomba. En dicha figura, se observa que la potencia absorbida, transmitida a la bomba a través del eje, sufre en éste una serie de pérdidas mecánicas. Al fluido que circula por el rodete le llega lo que hemos denominado potencia interna, pero de ésta una parte se disipa en el propio rodete en forma de pérdidas

hidráulicas y otra parte va al caudal de fugas, constituyendo las pérdidas volumétricas. La potencia que finalmente aporta la bomba al fluido es lo que denominamos potencia útil.

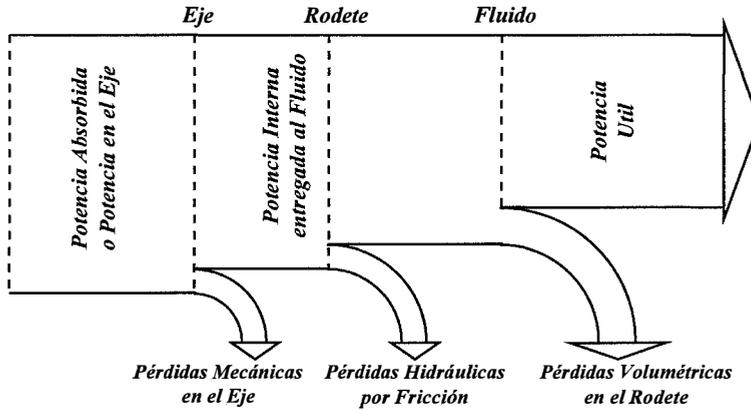


Figura I.13. Balance Energético en una Bomba.

2. Comportamiento de turbinas.

Vamos a estudiar ahora el caso de las turbinas. El caudal efectivo que llega a la entrada de la turbina Q es mayor que el que circula por el rodete, Q_r ya que una parte q se pierde circulando entre rodete y carcasa, tal y como aparece en la Figura I.14:

$$Q = Q_r + q \quad (11)$$

definiéndose el rendimiento volumétrico como:

$$\eta_v = \frac{Q_r}{Q} = \frac{Q_r}{Q_r + q} \quad (12)$$

La altura útil de la turbina (también llamada **salto útil**), o altura entre entrada y salida, es H . En las turbinas, la altura que cede potencia al rodete es $H_{t,\infty}$, siendo la diferencia entre ambas alturas la suma de todas las pérdidas hidráulicas en la turbina. En el caso de las turbinas centrípetas, el hecho de que los canales entre álabes sean convergentes hace que el efecto de la desviación sea despreciable. Por tanto, la relación entre altura teórica y altura útil quedará como

$$H = H_{t,\infty} + \sum h \quad (13)$$

El rendimiento hidráulico se define ahora como:

$$\eta_h = \frac{H_{t,\infty}}{H} = \frac{H - \sum h}{H} \quad (14)$$

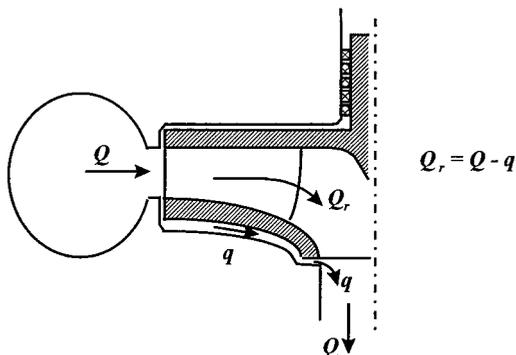


Figura I.14. Pérdidas volumétricas en el rodete de una turbina.

La potencia interna, o potencia cedida por el fluido al rodete es:

$$P_i = \gamma Q_r H_{t,\infty} = \gamma(Q - q)(H - \Sigma h) \quad (15)$$

mientras que la **potencia entregada** es producto del par en el eje por la velocidad de rotación

$$P_{ent} = M_{eje} \cdot \omega \quad (16)$$

La diferencia entre la potencia interna y la potencia entregada es la suma de las potencias perdidas en ejes, cojinetes y por fricción debido al fluido que existe entre rodete y carcasa, englobando todas estas pérdidas bajo la denominación común de pérdidas mecánicas, de manera análoga a como se definieron para el caso de las bombas:

$$P_{ent} = P_i - \Sigma P_{mec} \quad (17)$$

El rendimiento mecánico de la turbina se definirá como:

$$\eta_m = \frac{P_{ent}}{P_i} = \frac{P_i - \Sigma P_{mec}}{P_i} \quad (18)$$

La **potencia disponible** por la turbina es la que le corresponde a un caudal Q que entra con una altura útil H ,

$$P_{disp} = \gamma Q H \quad (19)$$

y se define el rendimiento global como:

$$\eta_g = \frac{P_{ent}}{P_{disp}} = \frac{P_{ent}}{\gamma Q H} \quad ; \quad P_{ent} = \gamma Q H \eta_g \quad (20)$$

La relación entre estos rendimientos definidos para turbinas será:

$$\eta_g = \frac{P_{ent}}{\gamma Q H} = \frac{\gamma Q_r H_{t,\infty}}{P_i} = \eta_h \cdot \eta_v \cdot \eta_m \quad (21)$$

es decir, la misma que en el caso de bombas.

3. Punto de funcionamiento de una turbomáquina en una instalación.

Tanto en bombas como en turbinas, la altura teórica $H_{t,z}$ es función de los triángulos de velocidades a la entrada y a la salida. Estos triángulos cambiarán, para una turbomáquina hidráulica dada, cuando así lo haga el caudal bombeado, con lo que se deduce que la altura teórica será función del caudal. Además las pérdidas en la bomba son asimismo función del caudal, por lo que en general podemos decir $H = H(Q)$. Si asumimos que las pérdidas hidráulicas, en el caso de flujo turbulento, suelen ser proporcionales al cuadrado del caudal, la función anterior se puede poner de la siguiente forma:

$$H = A + BQ + CQ^2 \tag{22}$$

que gráficamente se representa como viene indicado en la Figura I.15:

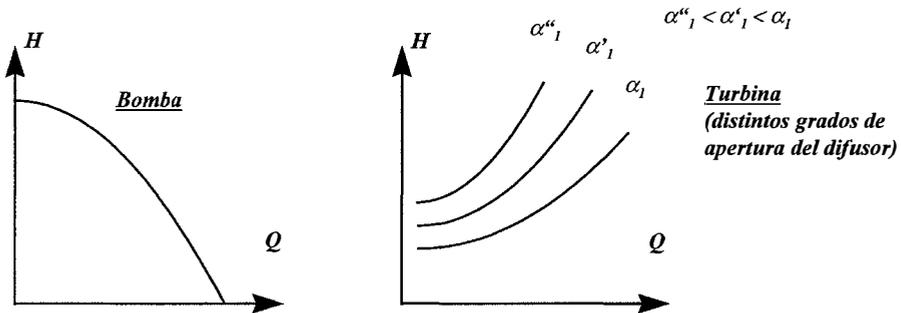


Figura I.15. Curvas características de una bomba y de una turbina.

Si suponemos una bomba en una instalación, Figura I.16, el teorema de Bernouilli entre A y B se puede expresar como:

$$\frac{P_A}{\gamma} + \frac{v_A^2}{2g} + z_A + H_b = \frac{P_B}{\gamma} + \frac{v_B^2}{2g} + z_B + \sum h_{f\ inst} \tag{23}$$

Si se bombea con ambos depósitos a presión atmosférica, $p_A/\gamma = p_B/\gamma = 0$ y si éstos son suficientemente grandes, $v_A \approx v_B \approx 0$, el punto de funcionamiento corresponderá a un caudal bombeado Q_0 que sea solución de la ecuación:

$$H_b = H_g + \sum h_{f\ inst} \tag{24}$$

que se puede poner como:

$$(A + B.Q_0 + C.Q_0^2)_b = H_g + \sum k.Q_0^2. \tag{25}$$

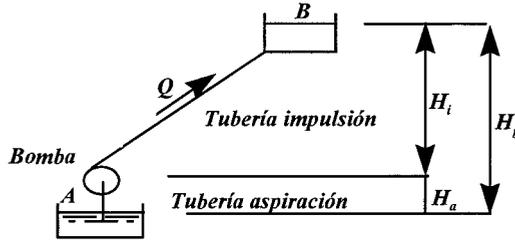


Figura I.16. Esquema de instalación de una bomba.

En el punto de funcionamiento, la bomba proporciona una altura H_b necesaria para elevar el caudal a la altura geométrica H_g venciendo además las pérdidas de la instalación.

En el caso de la turbina, Figura I.17, el teorema de Bernouilli entre los puntos A y B , análogamente al caso anterior, proporciona:

$$\frac{p_A}{\gamma} + \frac{v_A^2}{2g} + z_A = \frac{p_B}{\gamma} + \frac{v_B^2}{2g} + z_B + \sum h_{f,inst} + H_t \quad (26)$$

o bien,

$$H_t = H_g - \sum h_{f,inst} \quad (27)$$

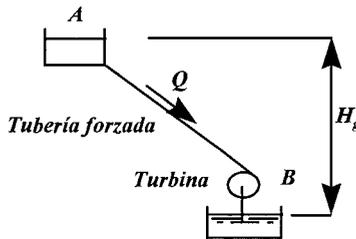


Figura I.17. Esquema de instalación de una turbina.

El punto de funcionamiento corresponderá al caudal Q_0 solución de la ecuación:

$$(A + B Q_0 + C Q_0^2)_t = H_g - \sum k Q_0^2 \quad (28)$$

según el grado de apertura de distribuidor.

En el caso de la bomba, su curva característica en función del caudal se puede considerar como la **curva motriz** de la instalación:

$$H^m = (A + B \cdot Q_o + C \cdot Q_o^2)_b \quad (29)$$

mientras que la suma de la altura geométrica y las pérdidas se considerará como una **curva resistente** en función a su vez del caudal:

$$H^r = H_g + \sum k Q^2 \quad (30)$$

La intersección de ambas curvas será el **punto de funcionamiento** de la instalación, P , como se

muestra en la Figura I.18.

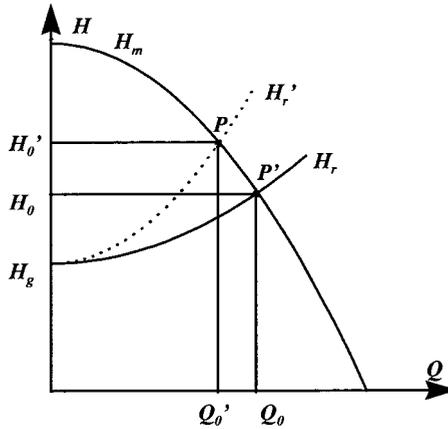


Figura I.18. Punto de funcionamiento de una bomba en una instalación.

Si, por ejemplo, cerramos una válvula en la tubería de impulsión, la curva resistente aumentará su pendiente por haber aumentado el coeficiente k de pérdidas, o sea:

$$H^r = H_g + \sum k' Q^2 \quad (31)$$

mientras que la curva motriz no cambia. El nuevo punto de funcionamiento será el P' .

En el caso de una turbina, Figura I.19, la curva motriz es:

$$H^m = H_g - \sum k Q^2 \quad (32)$$

y la curva resistente, para un cierto grado de apertura del distribuidor:

$$H^r = (A + B \cdot Q_o + C \cdot Q_o^2)_t \quad (33)$$

dando un punto de funcionamiento P . Si disminuimos el grado de apertura del distribuidor la curva resistente pasará a ser H^r , por lo que el nuevo punto de funcionamiento será el P' .

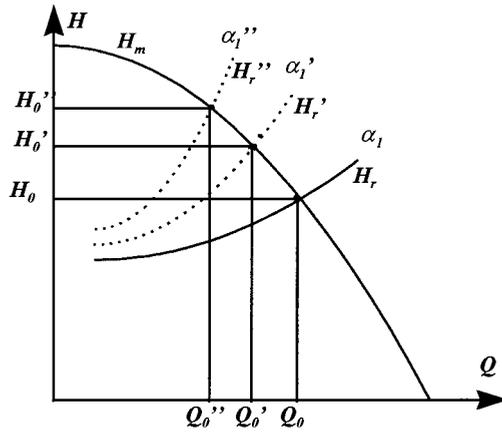


Figura I.19. Punto de funcionamiento de una turbina en una instalación.

FUNDAMENTOS DE LAS MÁQUINAS HIDRÁULICAS

LECCIÓN 4 Generalidades sobre Máquinas de Desplazamiento Positivo.

1. Clasificación de las bombas de desplazamiento positivo.

Las bombas de desplazamiento positivo se pueden subdividir en dos grandes grupos: las bombas rotativas y las bombas alternativas. Una **bomba rotativa** es una máquina de desplazamiento positivo que consiste en una cámara que contiene engranajes, levas, tornillos, aspas, émbolo o elementos similares movidos por un eje conectado a un motor, y la cual no tiene válvulas que separen la entrada de la salida. Estas bombas se caracterizan por la aparición de huecos o cámaras en su funcionamiento.

Comúnmente, se distinguen siete tipos básicos de bombas rotativas, identificados por el tipo de elemento de bombeo. Las relaciones entre estos tipos de bombas se muestran en la Figura I.20.

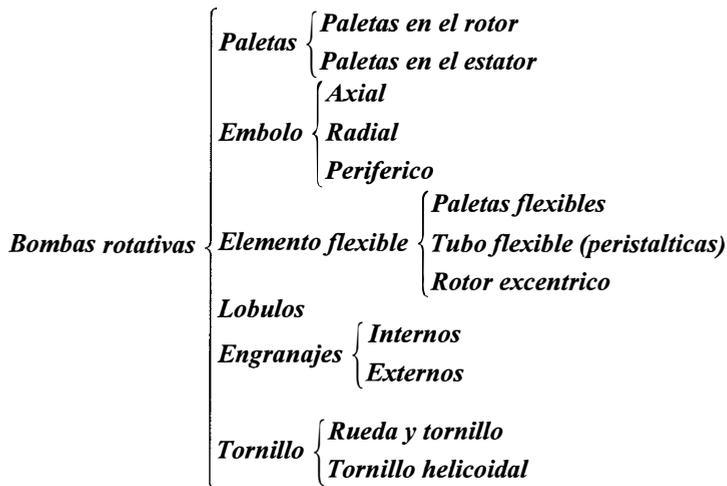


Figura I.20. Tipos de bombas rotativas.

El funcionamiento de una **bomba alternativa** simple (Figura I.21) es muy sencillo. La bomba consiste en su configuración más sencilla en un émbolo y dos válvulas de retención, una a la entrada (admisión) y otra a la salida (impulsión). Cuando la carrera del pistón es negativa, la cavidad del cilindro crece y el fluido accede a la cámara a través de la válvula de admisión, permaneciendo la de impulsión cerrada. Conforme avanza el pistón la cámara empieza a

decrecer hasta que llega a un punto en que la presión en la misma es suficiente para vencer la resistencia de la válvula de impulsión y el fluido abandona la máquina; en este instante, la válvula de admisión actúa como válvula de retención, cerrada.

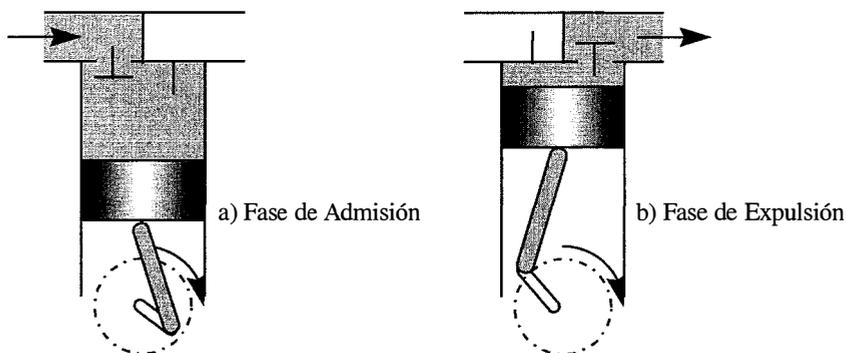


Figura I.21. Bomba de émbolo o pistón.

2. Generalidades y definiciones

En este apartado se van a describir los términos que caracterizan una bomba de desplazamiento positivo y las relaciones que hay entre ellos.

- *Desplazamiento (\forall)*. El desplazamiento de una máquina rotativa es el volumen desplazado por cada vuelta del rotor (o rotores). Puede calcularse a partir de las dimensiones geométricas de los elementos de bombeo, o puede determinarse empíricamente como el volumen de líquido bombeado por cada revolución cuando la diferencia entre las presiones de entrada y salida es cero (presión diferencial nula). En las bombas que incorporan varios rotores girando a distintas velocidades, es el volumen desplazado por cada revolución del rotor principal. La unidad principal es el m^3/vuelta . En una máquina de desplazamiento variable, se tomará el máximo desplazamiento. En general, se determina geoméricamente como el volumen de una cámara de trabajo (V) por el número de cámaras (z).
- *Velocidad nominal de giro (N)*. Indica la velocidad de rotación del eje que comunica la potencia del motor al rotor, y se expresa generalmente en revoluciones por minuto. En el caso de máquinas de velocidad variable, se suele utilizar la máxima velocidad permitida para la misma.
- *Caudal medio teórico (Q_t)*. La capacidad o caudal de una bomba volumétrica es el volumen impulsado por unidad de tiempo, incluyendo tanto líquido como el gas que pudiese hallarse en la máquina, bajo unas determinadas condiciones. En ausencia de gas entrando o formándose en el interior de la máquina, y en ausencia de fugas; este caudal se denomina **caudal teórico** y es igual al desplazamiento multiplicado por la velocidad nominal de giro:

$$Q_t = \forall \cdot N \quad (1)$$

- *Presión nominal, o presión máxima de trabajo (p_s)*. Es, junto con el caudal, una de las características más importantes de toda máquina hidráulica. Nos dice cuál es la presión máxima a la que puede trabajar la máquina con seguridad durante determinado tiempo sin experimentar averías. A su vez, este dato determina cuál es la máxima carga que el sistema puede aguantar. A medida que aumenta el valor de la presión de trabajo, disminuye la vida media de la máquina.
- *Presión diferencial de trabajo (Δp)*. Es el incremento de presiones proporcionado por la máquina, diferencia entre la presión a la entrada y a la salida de la misma.
- *Fuga (q)*. Es la cantidad de líquido que gotea a través de las tolerancias internas de la máquina, por unidad de tiempo. Dependerá de las tolerancias internas, la presión diferencial, las características del fluido trasegado y, en ocasiones, la velocidad.
- *Rendimiento volumétrico (η_v)*. Como ya se ha comentado, a medida que aumenta la presión de trabajo de la bomba, aumenta el caudal de fugas (q), y por lo tanto el caudal efectivo o caudal real que impulsa la bomba es inferior al caudal teórico. Se define el rendimiento volumétrico, η_v , de una bomba como el cociente entre el **caudal real** o efectivo, Q y el caudal teórico, Q_i :

$$\eta_v = \frac{Q}{Q_i} = \frac{Q_i - q}{Q_i} = \frac{Q}{Q + q} \quad (2)$$

- *Potencia útil (P_u)*. La potencia útil de una bomba, P_u , se expresa como el producto de la presión que suministra (presión de trabajo, p) y el caudal que impulsa, es decir:

$$\left. \begin{array}{l} P_u = p \cdot Q \\ P_i = p \cdot Q_i \end{array} \right\} P_u = \eta_v \cdot P_i \quad (3)$$

Las igualdades anteriores son totalmente generales y las unidades de la potencia vendrán expresadas en el sistema de trabajo elegido para expresar p y Q . P_i es la potencia teórica de la bomba.

Las unidades más utilizadas son: kg/cm^2 , para la presión; lpm , para el caudal; y CV para la potencia mecánica, aunque la tendencia actual es expresarla en kW , por uniformidad con la potencia eléctrica del motor utilizado. Pues bien, con estas últimas unidades, la expresión de la potencia queda:

$$P_u = \frac{p \cdot Q}{450} \left\{ \begin{array}{l} p \text{ (kg/cm}^2\text{)} \\ P \text{ (CV)} \\ Q \text{ (lpm)} \end{array} \right. \quad (4)$$

en donde el coeficiente 450 engloba todos los cambios de unidades.

- *Potencia absorbida (P_{abs})*. Es la potencia absorbida por la bomba en su funcionamiento y será igual a la cedida por el motor de arrastre.

- **Rendimiento mecánico (η_m)**. Se define el rendimiento mecánico como el cociente entre la potencia teórica de la bomba, P_t , y la potencia de accionamiento o potencia absorbida, P_{abs} . Es decir:

$$\eta_m = \frac{P_t}{P_{abs}} = \frac{p \cdot Q_t}{M \cdot \omega} \quad (5)$$

- **Rendimiento global (η_g)**. Se define como el cociente entre la potencia útil suministrada por la bomba, P_u , y la potencia de accionamiento, P_{abs} .

$$\eta_g = \frac{P_u}{P_{abs}} = \frac{p \cdot Q}{M \cdot \omega} \quad (6)$$

verificándose:

$$\eta_g = \eta_v \cdot \eta_m \quad (7)$$

3. Principios de funcionamiento de una bomba alternativa

La bomba alternativa básica comprende un pistón o émbolo que se desplaza alternativamente en un cilindro. El caudal resultante es el producto de la sección recta del cilindro, la longitud de la carrera y el número de carreras realizadas por unidad de tiempo.

El caudal práctico, sin embargo, queda reducido en virtud de las fugas internas; es decir, las pérdidas por fugas internas; es decir, las pérdidas por fugas en los aros del pistón o en cualquier otro dispositivo incorporado en paralelo entre los espacios a un lado y otro del pistón. Con un proyecto correcto, el rendimiento volumétrico puede llegar a ser muy próximo al 100% después de un período inicial de rodaje. Así pues, en la estimación del caudal de una bomba alternativa a cualquier velocidad se utiliza habitualmente el valor teórico total, aunque en la práctica es mucho más realista tomar, para las bombas que se encuentran en buenas condiciones, un valor que es el 95 - 98% del caudal teórico. Las pérdidas de potencia se deben fundamentalmente al rozamiento; esta particularidad asociada al elevado rendimiento volumétrico justifica y explica la inherente capacidad de las bombas, alternativas para lograr grandes bombas, tendiendo a disminuir a medida que se reduce el tamaño de la máquina si bien se puede compensar esta tendencia recurriendo a una construcción de mayor precisión.

Los términos *pistón*, *émbolo* y *martinete* son sinónimos ya que describe un tipo de bomba en particular. Así, *pistón* es la descripción utilizada normalmente en el caso de grandes bombas de gran diámetro y elevadas capacidades, mientras que *martinete* se puede utilizar para gamas de tamaños similares diseñadas específicamente para desarrollar grandes alturas manométricas o presiones de descarga. El término *émbolo* se utiliza en caso de bombas de alta presión con pequeño diámetro de cilindro, y específicamente cuando el elemento difiere físicamente de un verdadero pistón. Así un pistón está montado sobre un vástago, mientras que un verdadero émbolo es una unidad rígida accionada de manera alternativa por una leva o mecanismo similar.

En definitiva, en la descripción de una bomba particular la palabra *martinete* implica por lo general que la bomba es de gran capacidad y alta presión, y la palabra *émbolo* un tipo de pequeña capacidad y gran presión. Estas clasificaciones son arbitrarias y no gozan de aceptación general.

Las bombas alternativas se pueden clasificar también como de acción directa o bien accionadas por motor. En las bombas de acción directa la potencia de accionamiento se obtiene a partir del vapor, mediante otro pistón montado con el pistón de la bomba sobre un vástago común. En una bomba accionada por motor la potencia le es transmitida desde un accionamiento externo de forma que para lograr el movimiento alternativo se requiere normalmente el concurso de un mecanismo de manivela.

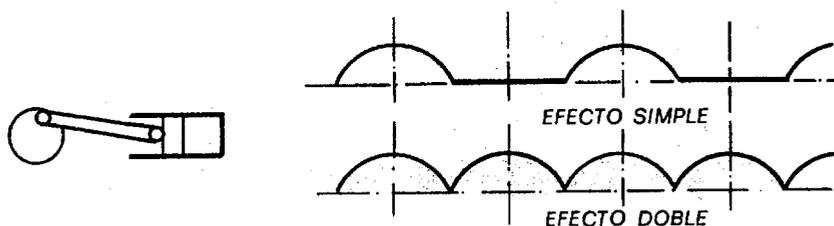


Figura I.22. Descarga de una bomba alternativa.

Si bien la capacidad es la misma para cada tipo, siempre y cuando tenga el mismo tamaño, las características de descarga son totalmente diferentes. Con una bomba de acción directa, la descarga se produce en forma de un flujo uniforme con saltos bruscos al final de cada carrera, momento en que el pistón se para antes de invertir la dirección de su movimiento. Con una bomba accionada por motor con mecanismo de manivela la descarga tiene una forma sinusoidal (Figura I.22). Así pues, aun cuando ambos tipos dan lugar a un flujo pulsátil, la naturaleza de las pulsaciones es completamente diferente, y el efecto de las variaciones de presión es mucho más significativo en el caso de las bombas accionadas por motor, ya que éste tiende inherentemente a producir ondas de presión.

No obstante, es posible y sumamente fácil lograr la suavización de las fluctuaciones de presión sin más que incorporar una cámara de aire o cámara amortiguadora en la descarga (por ejemplo, mediante un calderín acumulador). Se trata simplemente de un depósito cerrado que comunica con la descarga de bomba y está cargado con aire comprimido (ya sea a partir de un compresor de aire en el caso de grandes bombas o bien mediante una válvula de aire automática montada en el cilindro de la bomba). Su efecto es de amortiguar las fluctuaciones del flujo en la descarga, como se muestra en la Figura I.23, como resultado del "colchón de aire" que se establece en el circuito. Las bombas equipadas de esta manera podrían ser denominadas como "tipos amortiguados". En algunos casos se puede instalar una cámara, de amortiguación en el lado

aspiración, disposición que por lo general resulta también muy efectiva.

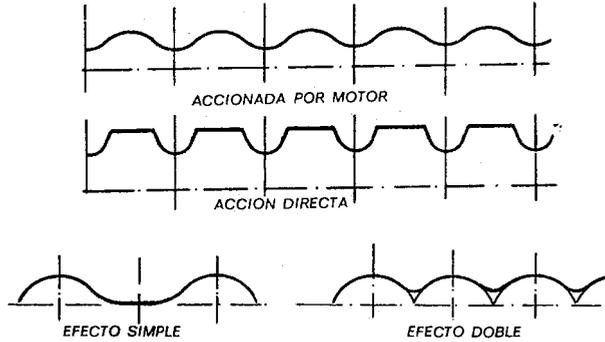


Figura I.23. Efecto de un acumulador en la descarga de la bomba

La regularización del caudal se puede lograr también empleando varios cilindros y solapando sus respectivas carreras. La Figura I.24 muestra las características de descarga de las bombas Dúplex (dos cilindros) de acción directa en las que las descargas de un cilindro está desplazada media carrera respecto a la otra. La Figura I.24 muestra las curvas correspondientes de las bombas Dúplex y Tríplex (tres cilindros) de doble efecto accionadas por motor. En todos los casos por supuesto, se puede lograr todavía una mayor regularización mediante la amortiguación con cámara de aire, de suerte que con bombas de cilindros múltiples las pulsaciones de presión se pueden reducir a un nivel insignificante. En esto casos el par absorbido por la bomba es mucho más uniforme, lo cual constituye una notable ventaja.

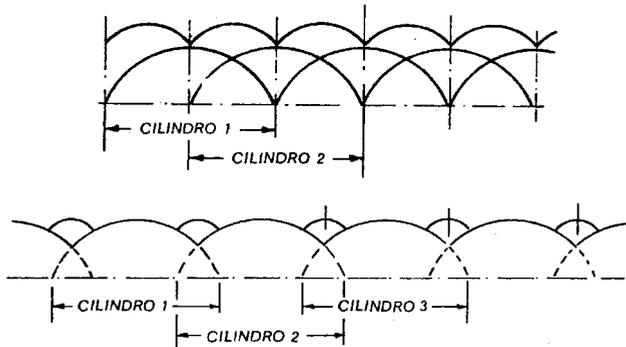


Figura I.24. Descarga de las bombas Dúplex (doble efecto) y Tríplex.

El grado real de pulsación en la descarga depende de ciertos detalles de la bomba, particularmente la relación entre la longitud del vástago y la carrera, o bien el ángulo de manivela, así como del tipo y respuesta de las válvulas.

Teóricamente, las curvas H-Q de las bombas alternativas están representadas por líneas verticales, correspondiendo cada línea a una velocidad particular. En la práctica, aparece cierta

desviación de dicha línea recta ya que a medida que aumenta la presión de descarga la fuga tiende a aumentar (Figura I.25). La presión que se puede desarrollar no tiene otro límite teórico que no sea la potencia disponible y la resistencia de los componentes de la bomba frente a la presión interna o bien a la carga de trabajo. En la práctica, esto significa que la bomba alternativa es capaz de engendrar presiones, peligrosamente altas, si actúa en un sistema cuya descarga está excesivamente estrangulada; es por ello que si trabaja en tales condiciones debe ser protegida mediante una válvula de seguridad. Las bombas de acción directa difieren, no obstante, de las bombas accionadas por motor en que la que pueden desarrollar está limitada por la presión de vapor disponible. De esta manera, la bomba continuará trabajando en tanto en cuanto se disponga de presión diferencial para su accionamiento, pero si la presión de descarga va aumentando la bomba llegará eventualmente a pararse.

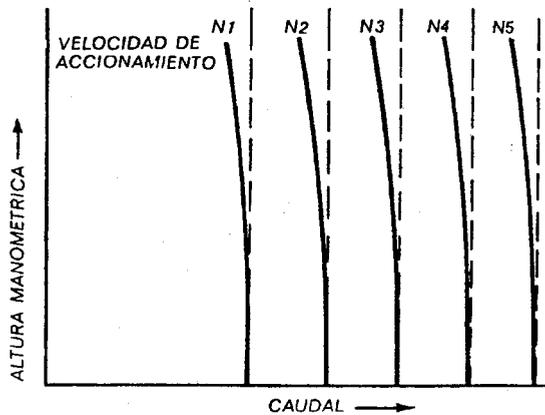


Figura I.25. Curvas características de una bomba alternativa.

El caudal es directamente proporcional a la velocidad. El límite está fijado por consideraciones mecánicas, o bien por el tiempo requerido para que la cámara de aspiración de la bomba se llene completamente de líquido. En este último caso el parámetro más significativo es la viscosidad del fluido; se comprende así la necesidad de reducir la velocidad de una bomba alternativa cuando ha de bombear líquidos de gran viscosidad.

Los límites de velocidad están fijados también por el tamaño de la bomba, y en particular por los límites admitidos para la velocidad del pistón y el apropiado diseño de las válvulas para que respondan de manera fiable al funcionar a elevada velocidad. En general los límites de trabajo se encuentran dentro de la envolvente definida por la Figura I.26, estando restringidas las velocidades mayores a las carreras más cortas, de suerte que la bomba alternativa más rápida no es necesariamente la de mayor capacidad.

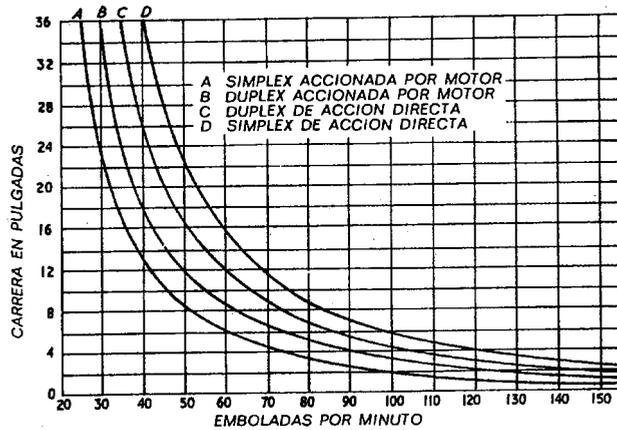


Figura I.26. Límites de trabajo de una bomba alternativa.

En la práctica, el tamaño de cualquier bomba alternativa en particular es en gran medida nominal, pues la capacidad que se puede alcanzar está determinada por la velocidad a que está accionada, hasta un límite superior fijado por los factores prácticos mencionados anteriormente. Así pues, a una velocidad específica está asignada únicamente una estimación de capacidad. El límite de la presión de trabajo práctico está establecido con mayor claridad por el diseño. En resumen, la zona de trabajo o intervalo de servicio de una bomba alternativa en particular puede definirse mediante una envolvente constituida por las líneas correspondientes a la presión máxima de diseño y a la velocidad límite de diseño respectivamente, tal como se muestra en la Figura I.27. El punto de funcionamiento puede ser cualquiera dentro de esta envolvente sin que el rendimiento total se vea muy afectado, exceptuando las alturas manométricas son bajas.

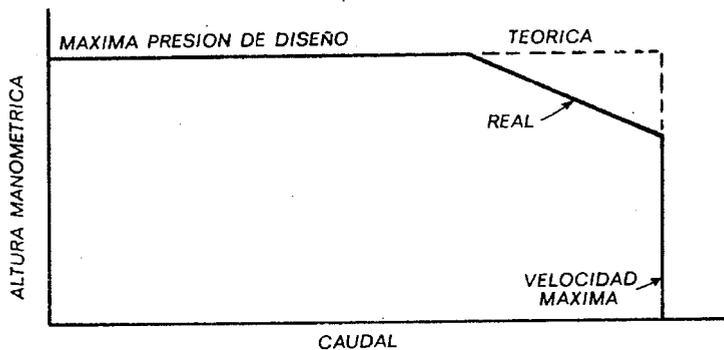


Figura I.27. Zona de trabajo de una bomba alternativa.

El rendimiento no se puede determinar fácilmente, a no ser que se obtenga por medición directa. La potencia hidráulica útil es directamente proporcional al producto del caudal por la altura

manométrica, de manera que para una velocidad dada la potencia absorbida es directamente proporcional a la altura manométrica. Sin embargo, el rendimiento aumenta al principio rápidamente, a medida que la altura manométrica es mayor, para después permanecer prácticamente constante. Así pues, no hay un punto de funcionamiento óptimo como en el caso de las bombas rotodinámicas, de suerte que las bombas alternativas pueden trabajar generalmente en un amplio intervalo de alturas manométricas sin variación apreciable de rendimiento. Tampoco varían mucho los valores de rendimiento con los cambios de caudal (diferentes velocidades), pero pueden encontrarse diferencias muy notorias entre los diversos tipos de bombas (Figura I.28).

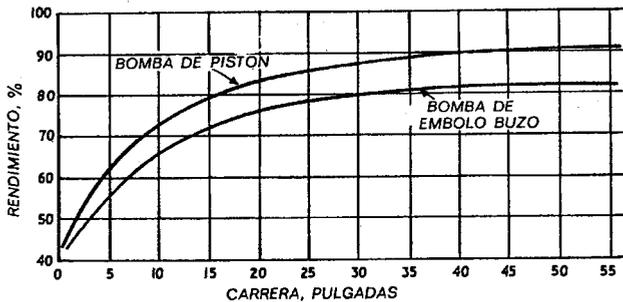


Figura I.28. Diferencias en el rendimiento de distintas bombas alternativas.

La variación de caudal de una bomba alternativa se puede lograr 1) cambiando la velocidad y 2) modificando la carrera. La primera no es factible prácticamente cuando se emplea un motor de velocidad constante, a menos que se recurra a la utilización de un transmisión con variador de velocidad. En el caso de una bomba de acción directa, dicha velocidad sería controlable, sin embargo, actuando sobre la presión del vapor. La otra opción: dispositivos de carrera variable montados de la misma bomba, constituyen una solución práctica y son utilizados profusamente cuando se desea, o bien es necesario, variar el caudal de una bomba alternativa accionada a velocidad constante. Se pueden utilizar otros métodos que implican ya sea la regulación de las válvulas, ya sea la incorporación de dispositivos de descarga en paralelo (by-pass); la regulación por estrangulamiento no es conveniente no sólo en las bombas alternativas, sino en cualquier tipo de bomba de desplazamiento positivo.

Todas las bombas alternativas requieren estopadas, empaquetaduras, retenes u otros dispositivos de cierre; su presencia como órgano de cierre de vástago del pistón puede motivar ciertas limitaciones del dominio de aplicación de tales bombas. La mayor parte de dispositivos de cierre del vástago requieren una fuga real, aunque sea pequeña, de líquido para mantener una lubricación adecuada que asegure un rozamiento pequeño: asociada a esta necesidad aparecen dos problemas importantes; el que se refiere al establecimiento del nivel de fuga aceptable, y el de su control, pues su valor es tanto más importante cuanto más elevada es la presión de impulsión de la bomba. La respuesta a esta problemática puede llevar al diseño de

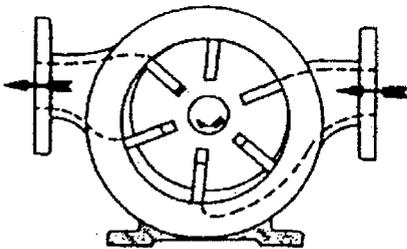
empaquetaduras extraordinariamente largas o bien complicadas. Por otra parte, si el fluido trasegado no tiene propiedades lubricantes satisfactorias, puede resultar necesario lubricar la empaquetadura a partir de una fuente externa con el consiguiente riesgo de contaminar el fluido que es bombeado, pues la fuga se produce tanto hacia dentro como hacia afuera. De igual forma, para impedir la fuga de un fluido tóxico, corrosivo o bien nocivo, puede recurrirse a la inyección de un chorro de un fluido inerte en la empaquetadura, con lo cual la fuga externa será únicamente de dicho fluido inerte mientras que el fluido bombeado quedará contaminado por el mismo.

La dificultad de lograr empaquetaduras que cierren satisfactoriamente, sin tener que recurrir a diseños complicados o costosos, limita la aplicación de las bombas alternativas para servicios de proceso o en la industria química, si bien no queda totalmente excluida de tal dominio cuando se puede aceptar la posibilidad de fuga por la empaquetadura.

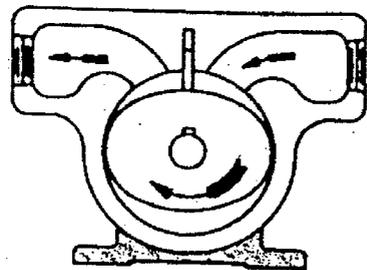
4. *Diversos tipos de Bombas Rotativas.*

4.1 **Bombas de paletas**

En este tipo de bombas, las paletas, las cuales pueden tener forma de álabes, cangilones, rodillos o rasquetas, actúan junto con las levas para conducir el fluido impulsándolo fuera de las cámaras de la bomba. Estas bombas pueden estar fabricadas con las paletas tanto en el rotor como en el estátor y con equilibrio de fuerzas hidráulicas o sin él. Las bombas con paletas en el rotor pueden tener elementos de bombeo con desplazamiento fijo o variable. En la Figura I.29, a) y b) vemos unas bombas con paletas en el rotor y en el estátor, respectivamente.



a) Bomba de paletas en el rotor



b) Bomba de paletas en el estátor

Figura I.29. Bombas de paletas.

El principio de funcionamiento de una bomba de paletas es el siguiente: un rotor ranurado acoplado al eje de accionamiento gira dentro de un anillo ovalado. En las ranuras del rotor están dispuestas las paletas, que siguen la superficie interna del anillo cuando el rotor gira. La fuerza centrífuga y la presión aplicada en la parte inferior de las paletas las mantiene apoyadas

contra el anillo. Las cámaras de bombeo se forman entre las paletas, rotor, anillo y las dos placas laterales.

Un vacío parcial se crea en la entrada de la bomba a medida que va aumentando el espacio entre el rotor y el anillo. El fluido que entra en este espacio queda encerrado en las cámaras de bombeo y es impulsado hacia la salida cuando este espacio disminuye. El desplazamiento de la bomba depende de la anchura del anillo y del rotor, y de la excentricidad de ambos.

La bomba mostrada en la Figura I.30 es del tipo no equilibrada hidráulicamente, y el eje y los cojinetes se encuentran sometidos a cargas laterales procedentes de la presión que actúa sobre el rotor. El diseño no equilibrado se utiliza principalmente en bombas de caudal variable.

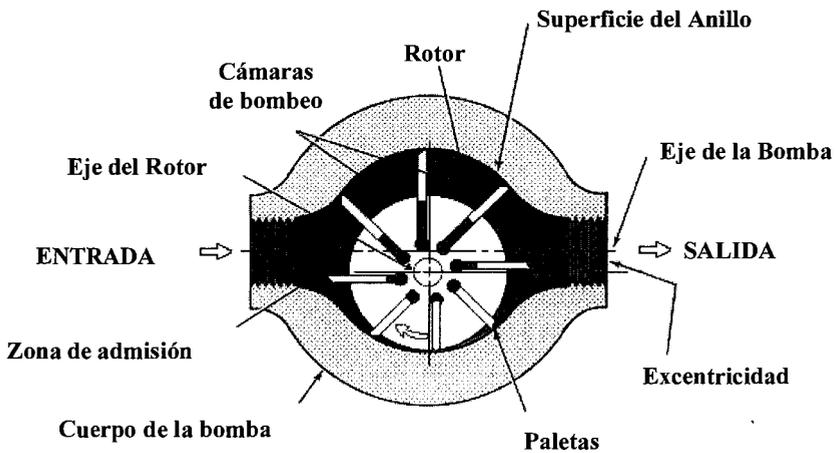


Figura I.30. Esquema de funcionamiento de una bomba de paletas.

La mayoría de bombas de desplazamiento fijo que se construyen actualmente son equilibradas hidráulicamente. En ellas el anillo es elíptico en lugar de ser circular, lo que permite utilizar dos conjuntos de orificios internos. Los dos orificios de salida, al igual que los dos de entrada, se encuentran desfasados entre sí 180° de tal forma que las fuerzas de presión sobre el rotor se cancelan entre sí, evitando de este modo los esfuerzos laterales. Existen multitud de variantes de este tipo de bombas. Así, la representada en la Figura I.31 pertenece al grupo de las de desplazamiento variable y además compensadas en presión.

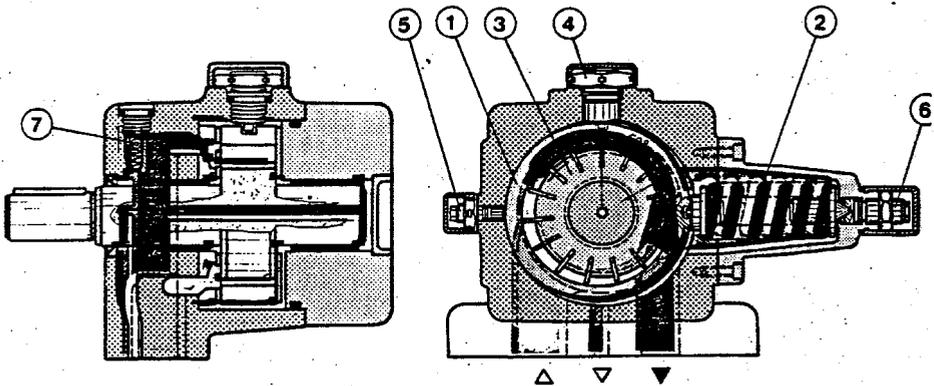


Figura I.31. Bomba de paletas con regulación de la cilindrada y la presión máxima de trabajo.

- | | |
|---|--|
| 1. Estátor | 5. Tornillo regulador de la excentricidad |
| 2. Resorte | 6. Tornillo regulador de la fuerza en el resorte |
| 3. Rótor | 7. Válvula de purgado automático |
| 4. Tornillo para el guiado tangencial del estátor | |

En esta bomba, la excentricidad entre el rotor 3 y el anillo 1 puede variarse mediante el tornillo 5. Además, se puede variar la fuerza del resorte con el tornillo 6. La acción de presión origina una fuerza radial cuya componente horizontal se opone a la acción del resorte. Si la presión aumenta como consecuencia de un exceso de caudal, la fuerza horizontal resultante vence la acción del resorte, el anillo del estátor se moverá de su posición excéntrica hacia su posición de centraje. La excentricidad disminuye y el caudal adopta el valor correspondiente.

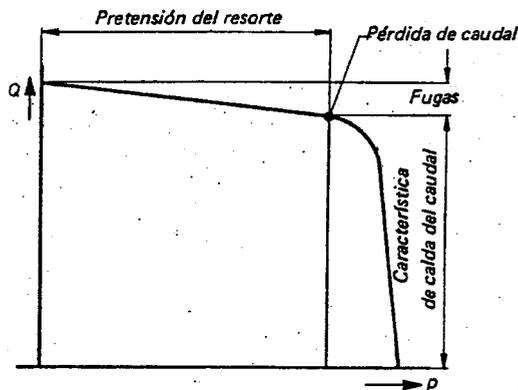


Figura I.32. Diagrama Q-p de una bomba de paletas.

Cuando el sistema no consume fluido y es alcanzada la presión máxima graduada, el caudal es casi nulo. La presión se mantiene y las fugas son repuestas. De esta manera se reducen las pérdidas y el calentamiento del fluido. El comportamiento de esta bomba se muestra en el

diagrama Q-p de la Figura I.32.

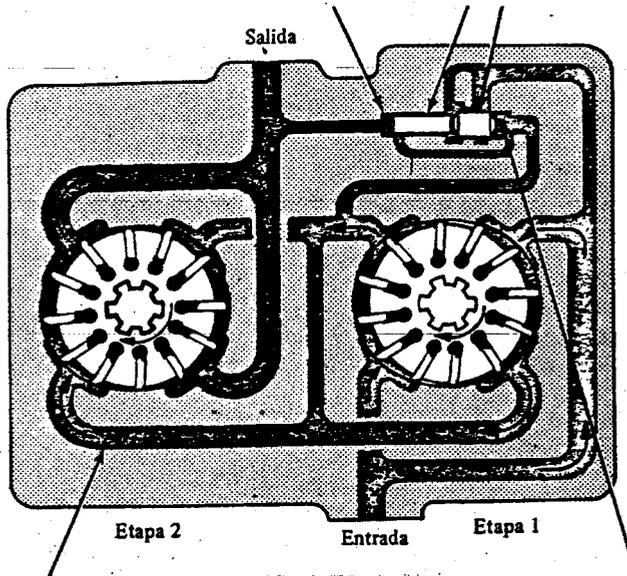


Figura I.33. Bomba de paletas de dos etapas.

Otra variedad en las bombas de paletas es la bomba de dos etapas, como la mostrada en la Figura I.33. Consiste esencialmente en dos bombas simples conectadas en serie. De esta forma conseguimos doblar la presión. Interiormente lleva incorporada una válvula de corredera formada por dos pistones. Uno de ellos recibe la presión de la cámara intermedia y el otro la presión de salida. El pistón sometido a la presión de salida tiene la mitad de área que el pistón sometido a la presión intermedia. Cualquier diferencia en el desplazamiento de los dos grupos giratorios tiende a aumentar o disminuir la presión intermedia, lo que origina que el pistón se mueva permitiendo la entrada o salida de caudal en la cámara intermedia, según se requiera, asegurando idéntica generación de presión en cada etapa.

4.2 Bombas de engranajes

El fluido es transportado entre los dientes de una rueda y desplazado cuando estos dientes engranan entre sí. Las superficies de los rotores proporcionan el cierre de la cámara y una de las ruedas es la que mueve a la otra.

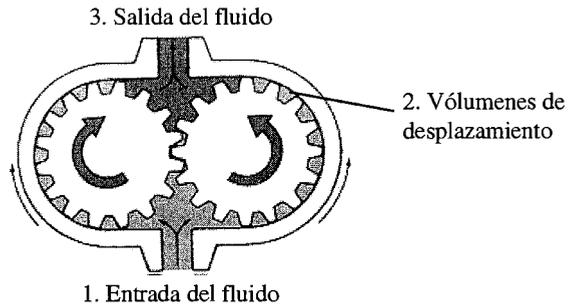


Figura I.34. Bomba de engranajes externos.

Las bombas de engranajes externos tienen los dientes del rotor cortados externamente, con dientes en espuela, en hélice o en espiga, y pueden aparecer junto con engranajes variadores de velocidad. La Figura I.34 muestra una bomba de engranajes externos.

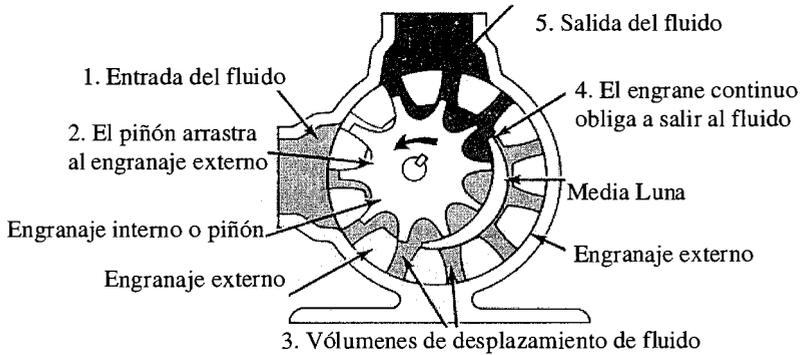


Figura I.35. Bomba de engranajes internos.

Las bombas de engranajes internos tienen dentado internamente y engranando con otro con los dientes cortados externamente. Las bombas de este tipo pueden aparecer con o sin un compartimento en forma de media luna. La Figura I.35 muestra bombas de engranajes internos, con y sin media luna.

4.3 Bombas de émbolo o pistón

El fluido es atraído hacia unos cilindros y expulsado de ellos por pistones alternativos con unas válvulas que reparten la entrada y la salida del flujo. Los cilindros pueden estar dispuestos axial o radialmente y dispuestos para desplazamientos constantes o variables. Prácticamente todos los tipos se construyen con varios cilindros, excepto los radiales de desplazamiento constante, que pueden tener uno o varios cilindros.

En la Figura I.36 se muestra una bomba rotativa de pistones axiales con eje inclinado; el desplazamiento depende del ángulo θ de inclinación del eje.

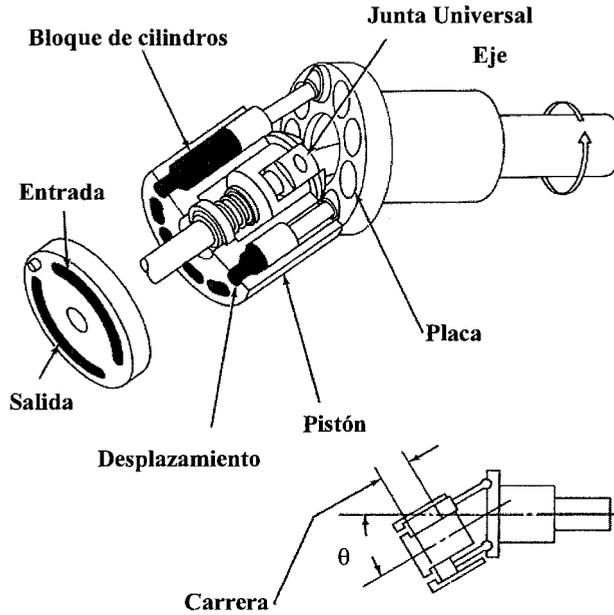
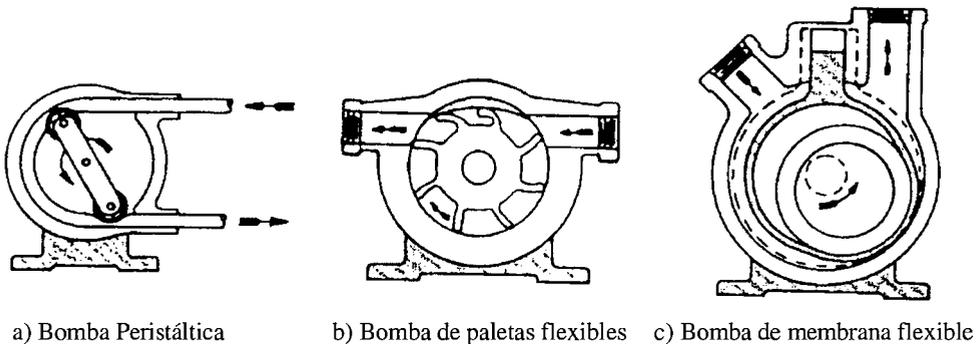


Figura I.36. Bomba de pistones de eje inclinado.

4.4 Otras bombas rotativas

a) Bombas con elementos flexibles (membranas).

La acción de sellado y bombeo del fluido dependen de la elasticidad del elemento flexible. Este elemento flexible puede ser un tubo (bomba peristáltica), una paleta o una junta cilíndrica, tal y como muestran las Figura I.37, a), b) y c), respectivamente.



a) Bomba Peristáltica

b) Bomba de paletas flexibles

c) Bomba de membrana flexible

Figura I.37. Bombas con elementos flexibles.

b) Bombas de lóbulos.

El fluido es transportado entre las superficies alabeadas del rotor y la cámara de bombeo, desde la entrada hasta la salida. Estas superficies contribuyen a proporcionar un sellado continuo. Los rotores deben ser sincronizados por distintos medios. Cada rotor tiene uno o más lóbulos. En las Figura I.38, a) y b), se muestran bombas con uno y tres lóbulos respectivamente.

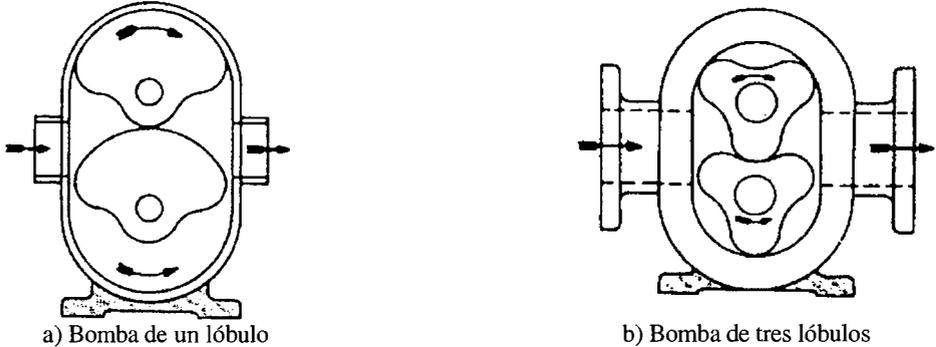


Figura I.38. Bombas de lóbulos.

c) Bombas de pistones periféricos.

El fluido es transportado desde la entrada hasta la salida en espacios entre las superficies del pistón. No hay cierres entre las superficies del rotor. En las bombas de pistones periféricos externos, cada rotor ha de ser sincronizado por separado, y tener uno o más pistones. En las bombas de pistones internos, no es necesaria la sincronización. La Figura I.39 muestra un ejemplo de las primeras.

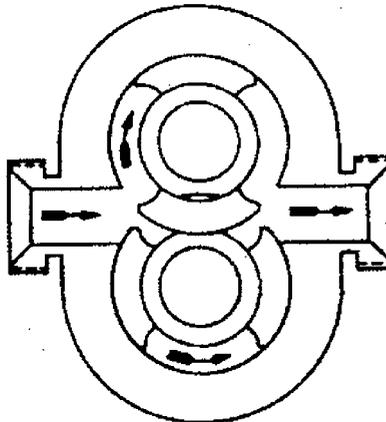
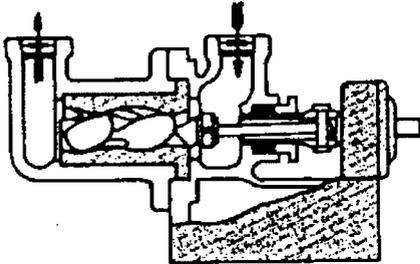


Figura I.39. Bomba de pistones periféricos.

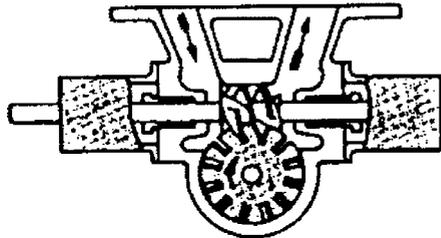
d) Bombas de tornillo.

El fluido es transportado en el espacio entre los filetes del tornillo, y se desplaza axialmente conforme éstos engranan.

Las bombas de tornillo simple (Figura I.40 a)) tienen un rotor con rosca "macho" y un estátor con rosca hembra. Los filetes del rotor son excéntricos con el eje de rotación. Las bombas de rueda y tornillo (Figura I.40 b)) precisan de una rueda plana para cerrar el tornillo, así que no hay una cavidad continua entre la entrada y la salida.



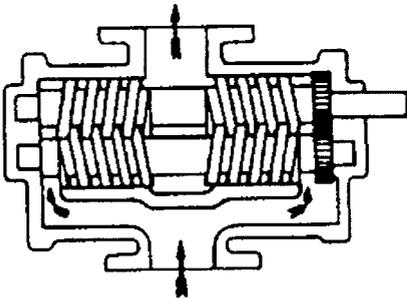
a) Bomba de tornillo simple



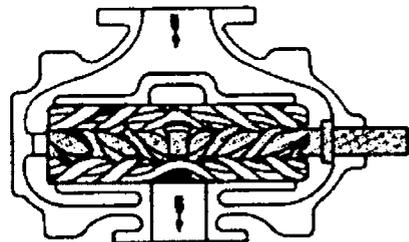
b) Bomba de rueda y tornillo

Figura I.40. Bombas de tornillo.

Las bombas de tornillo múltiple tienen múltiples tornillos de rosca externa. Estas bombas pueden estar sincronizadas o no. En la Figura I.41 a) se muestra una bomba de este tipo, sincronizada, y en la Figura I.41 b) una no sincronizada.



a) Bomba de tornillo doble



b) Bomba de tornillo triple

Figura I.41. Bombas de tornillo (cont).

MÁQUINAS HIDRÁULICAS

II. Estudio de las Bombas Centrífugas



Grupo
Mecánica
de Fluidos

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

ESTUDIO DE LAS BOMBAS CENTRIFUGAS

LECCIÓN 5 Características Teóricas.

1. Funcionamiento en Régimen Variable de una Bomba Centrífuga.

1.1 Triángulo de Velocidades en la Sección de Entrada.

En una bomba centrífuga, el caudal de diseño se define como aquel que provoca pérdidas por choque a la entrada del rodete nulas, tal y como se verá con posterioridad. A este caudal por el rodete le llamaremos $Q_{r,0}$ y el triángulo de velocidades a la entrada, con velocidad absoluta radial por diseño, es el indicado en la Figura II.1. Además, al no existir choque la velocidad relativa $w_{1,0}$ debe ser tangente al álabe a la entrada, por lo que éste tendrá un ángulo a la entrada, respecto a la dirección contraria a u_1 , de valor $\beta_1^* = \beta_{1,0}$.

Así tendremos

$$Q_{r,0} = 2 \pi r_1 b_1 \psi_1 u_1 \operatorname{tg} \beta_{1,0} \tag{1}$$

siendo: b_1 = ancho del rodete a la entrada.

ψ_1 = coeficiente de paso de la sección de entrada =
= (sección de paso por Σ_1)/($2\pi r_1 b_1$)

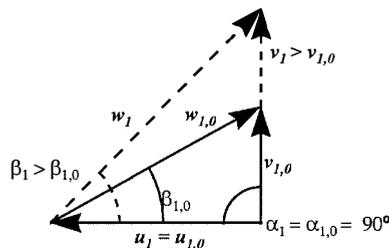


Figura II.1. Triángulo de velocidades a la entrada del rodete.

Supongamos que la bomba trabaja en un punto distinto al de diseño. En la entrada, con incidencia radial del fluido, si por ejemplo tenemos $Q_r > Q_{r,0}$, la velocidad absoluta v_1 debe aumentar, ya que por la ecuación de continuidad se cumple

$$V_1 = \frac{Q_r}{2\pi r_1 b_1 \psi_1} \quad (2)$$

Por otra parte a $N = cte$, $u_1 = cte$, de modo que el triángulo de velocidades modificado es el representado a trazos sobre el triángulo de diseño en la Figura II.1. Consecuencia inmediata de ello es que w_1 ya no es tangente al álabe y aparecen las pérdidas por choque, cuya forma veremos más adelante, y la posibilidad de despegue de la capa límite.

1.2 Triángulo de Velocidades en la Sección de Salida.

Para el caudal de diseño, el triángulo de velocidades a la salida con $z = \infty$ es el representado en la Figura II.2. Aquí, la velocidad relativa $w_{2,0}$ debe ser tangente al álabe a la salida, ya que el trazado del mismo impone la trayectoria relativa de las partículas fluidas dentro del rodete.

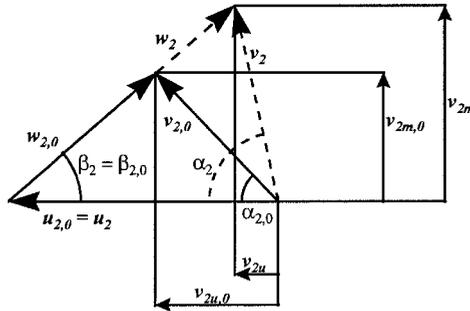


Figura II.2. Triángulo de velocidades a la salida del rodete.

Veamos cómo cambia el triángulo de velocidades a la salida cuando $Q_r > Q_{r,0}$. También aquí, como $N = cte$, se va a cumplir $u_2 = cte$. Por la ecuación de continuidad, la componente meridiana de la velocidad absoluta de salida, v_{2m} , aumentará, ya que

$$V_{2m} = \frac{Q_r}{2\pi r_2 b_2 \psi_2} \quad (3)$$

siendo: b_2 = ancho del rodete a la salida

ψ_2 = coeficiente de paso de la sección de salida =

$$= (\text{sección de paso por } \Sigma_2) / (2\pi r_2 b_2)$$

Teniendo presente que la velocidad w_2 no cambia de dirección, por haberse adaptado al álabe, el triángulo de velocidades nuevo será el representado a trazos en la Figura II.2. En este caso vemos que quien cambia de dirección es v_2 , y las pérdidas por choque se nos van a producir en los álabes del difusor, si existen. Por otra parte se puede observar que la componente tangencial de la velocidad absoluta de salida, v_{2u} , disminuye, por lo que cuando Q_r aumenta $H_{t,\infty}$ disminuye.

1.3 Extremos de funcionamiento.

- Un caso extremo se produce cuando $Q_r = 0$. Entonces, por el triángulo de velocidades se observa que $v_{2m} = 0$, $\alpha_2 = 0$, $\bar{v}_2 = \bar{v}_{2u} = \bar{u}_2$ y la altura teórica creada por el rodete $H_{t,\infty}(Q_r = 0) = u_2^2/g$.
- El otro caso extremo se presenta cuando $\alpha_2 = 90^\circ$ con $\beta_2 < 90^\circ$. Entonces $v_{2u} = 0$, $H_{t,\infty} = 0$, $\bar{v}_{2m} = \bar{v}_2$; $v_{2m} = u_2 \operatorname{tg} \beta_2$ y el caudal que circula por el rodete será $Q_r(\alpha_2 = 90^\circ) = 2\pi r_2 b_2 \psi_2 u_2 \operatorname{tg} \beta_2$ dependiendo, a igualdad de los otros factores, del ángulo de salida de los álabes β_2^* .

Así, el funcionamiento teórico como bomba se establece entre los dos puntos siguientes

$$\# \quad \left[\begin{array}{l} Q_r = 0 \\ H_{t,\infty} = \frac{u_2^2}{g} \end{array} \right] \quad \text{y} \quad \left[\begin{array}{l} Q_r = 2\pi r_2 b_2 \psi_2 u_2 \tan \beta_2 \\ H_{t,\infty} = 0 \end{array} \right] \quad (4)$$

siendo en ambos extremos $M_{m,t} = 0$.

2. Curvas características teóricas.

Al objeto de determinar $H_{t,\infty} = H_{t,\infty}(Q_r)$ vamos a suponer una bomba ideal girando el rodete a velocidad constante, $N = \text{cte}$. Partimos de la ecuación de Euler, con el supuesto de entrada del fluido en el rodete radial y número infinito de álabes. En este caso se cumple

$$H_{t,\infty} = \frac{u_2 v_{2u}}{g} \quad (5)$$

La velocidad de arrastre u_2 vale

$$u_2 = \frac{\pi D_2 N}{60} \quad ; \quad N = r. p. m.$$

siendo $D_2 = 2r_2$ el diámetro exterior del rodete.

La componente tangencial de la velocidad absoluta a la salida, v_{2u} , según el triángulo de velocidades visto en el punto anterior, vale

$$v_{2u} = u_2 - v_{2m} \operatorname{ctg} \beta_2$$

la cuál, por la ecuación de continuidad, quedará

$$v_{2u} = u_2 - \frac{Q_r}{\pi D_2 b_2 \psi_2} \operatorname{ctg} \beta_2$$

siendo b_2 el ancho del rodete a la salida.

Con ello, $H_{t,\infty}$ se puede poner como

$$H_{t,\infty} = \frac{u_2(u_2 - v_{2m} \operatorname{ctg} \beta_2)}{g} = \frac{u_2}{g} \left(u_2 - \frac{Q_r}{\pi D_2 b_2 \psi_2} \operatorname{ctg} \beta_2 \right)$$

o bien

$$H_{t,\infty} = \frac{\pi D_2 N}{60 g} \left(\frac{\pi D_2 N}{60} - \frac{\operatorname{ctg} \beta_2}{\pi D_2 b_2 \psi_2} Q_r \right)$$

Haciendo el cambio de nomenclatura

$$A = \left(\frac{\pi D_2}{60} \right)^2 \frac{1}{g} ; B = - \frac{\operatorname{ctg} \beta_2}{60 g b_2 \psi_2}$$

nos queda

$$H_{t,\infty} = AN^2 + BN Q_r \quad \begin{cases} Q_r = m^3/s \\ N = rpm \\ H_{t,\infty} = m \end{cases}$$

que constituye la altura teórica de elevación de la bomba.

En esta expresión A es siempre positivo, pero el signo de B depende de β_2 y así,

$$\beta_2 < 90^\circ \Rightarrow B < 0$$

$$\beta_2 = 90^\circ \Rightarrow B = 0$$

$$\beta_2 > 90^\circ \Rightarrow B > 0$$

Teniendo presente lo dicho, podemos representar $H_{t,\infty}$ en función de Q_r para $N = \text{cte}$, obteniéndose una recta cuya pendiente depende del valor de β_2 adoptado, Figura II.3. Como veremos en próximos capítulos, las bombas estables son las que $dH/dQ < 0$ por lo que, sin entrar en detalles, podemos decir en general que esta condición sólo la cumplen las de $\beta_2 < 90^\circ$. De hecho, en la práctica, β_2 es siempre inferior a 90° y suele valer entre 20° y 30° en bombas. Para ventiladores, no es extraño encontrar rodetes con $\beta_2 > 90^\circ$.

En el supuesto de bomba ideal, rendimiento global unidad, la potencia teórica absorbida por la bomba, y que coincidirá con la que cede el motor, viene dada por:

$$P_{t,\infty} = \gamma Q_r H_{t,\infty} = \gamma Q_r (AN^2 + BN Q_r)$$

cuya representación gráfica se indica en la Figura II.4, en función del valor de β_2 .

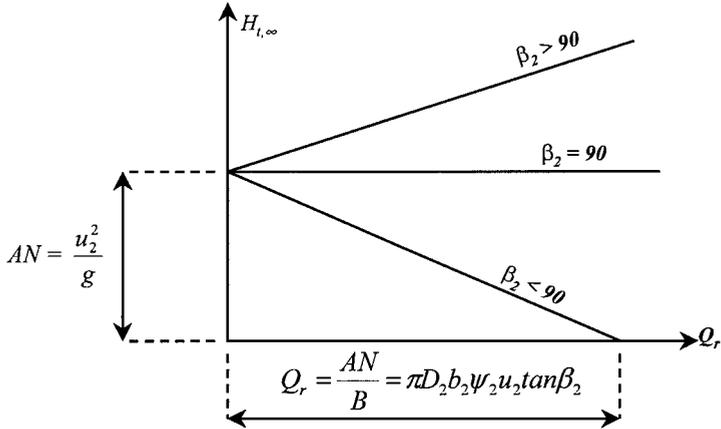


Figura II.3. Gráfica de $H_{t,\infty}$ en función de Q_r .

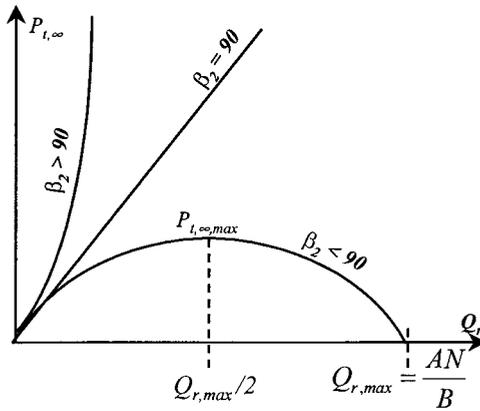


Figura II.4. Gráfica de $P_{t,\infty}$ en función de Q_r .

Aquí se comprueba analíticamente como sólo las bombas con $\beta_2 < 90^\circ$ son viables, ya que cuando $\beta_2 = 90^\circ$ se necesitaría un motor de potencia ilimitada (teóricamente, por supuesto). En los ventiladores, el razonamiento para que $\beta_2 > 90^\circ$ es diferente.

Los dos puntos de potencia nula con $\beta_2 < 90^\circ$, corresponden uno de ellos a $Q_r = 0$ y el otro a $H_{t,\infty} = 0$. La potencia teórica máxima se obtendrá analíticamente por medio de

$$P_{t,\infty} \rightarrow \frac{\partial P_{t,\infty}}{\partial Q_r} = 0 ; Q_{r|P_{t,\infty,max}} = -\frac{AN}{2B} = \frac{Q_{r,max}}{2}$$

resultando

$$P_{t,\infty,max} = \frac{A^2 N^3}{4B} \gamma$$

siendo ésta un límite inferior de la potencia del motor de arrastre de la bomba (teóricamente), con objeto de evitar daños en el mismo.

3. Grado de Reactividad.

Definiremos el grado de reactividad de una bomba como la relación existente entre la altura de presión y la altura total (de presión más dinámica) creada por el rodete. Tanto para el caso ideal como para el real, con los subíndices correspondientes, la altura creada por el rodete se puede poner como:

$$H = \frac{P_2 - P_1}{\gamma} + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}; \quad H = H_p + H_d \quad (6)$$

Así definiremos los siguientes grados de reactividad:

$$\text{- Grado de reactividad teorico } G_\infty = \frac{H_{p,\infty}}{H_{t,\infty}}$$

$$\text{- Grado de reactividad ideal } G_z = \frac{H_{p,z}}{H_{t,z}} \quad (7)$$

$$\text{- Grado de reactividad real } G_r = \frac{H_p}{H}$$

Para el siguiente desarrollo nos vamos a centrar en el grado de reactividad teórico. Este se puede poner también como

$$G_\infty = 1 - \frac{H_{d,\infty}}{H_{t,\infty}}$$

La altura dinámica será

$$H_{d,\infty} = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} = \frac{v_{2m}^2 + v_{2u}^2 - (v_{1m}^2 + v_{1u}^2)}{2g}$$

donde podemos hacer las siguientes consideraciones:

- $v_{1u} = 0$ por entrada radial.
- Siendo $Q_{r,o} = \pi D_1 b_1 \psi_1 v_{1m} = \pi D_2 b_2 \psi_2 v_{2m}$, si se cumple $D_1 b_1 \psi_1 \approx D_2 b_2 \psi_2$ se puede decir que $v_{1m} \approx v_{2m}$. En caso contrario, siempre podemos afirmar que $v_{2u}^2 \gg v_{2m}^2 - v_{1m}^2$.

En estas condiciones resulta

$$H_{d,\infty} \approx \frac{v_{2u}^2}{2g}$$

y el grado de reactividad teórico resultará

$$G_\infty = 1 - \frac{v_{2u}^2 / 2g}{u_2 v_{2u} / g} = 1 - \frac{v_{2u}}{2u_2} \quad (8)$$

o bien

$$G_{\infty} = 1 - \frac{u_2 - v_{2m} \operatorname{ctg} \beta_2}{2u_2} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{v_{2m}}{u_2} \operatorname{ctg} \beta_2 \right) \quad (9)$$

Para una bomba determinada dando un caudal Q_r constante ($v_{2m} = \text{cte}$) vamos a representar la variación de $H_{t,\infty}$, $H_{p,\infty}$, $H_{d,\infty}$ y G_{∞} en función de v_{2u}/u_2 y en función de β_2 . Para el primer caso resultan las expresiones

$$\left. \begin{aligned} H_{t,\infty} &= \frac{u_2 v_{2u}}{g} = \frac{u_2^2}{g} \left(\frac{v_{2u}}{u_2} \right) \\ H_{d,\infty} &= \frac{v_{2u}^2}{2g} = \frac{u_2^2}{2g} \left(\frac{v_{2u}}{u_2} \right)^2 \\ H_{p,\infty} &= H_{t,\infty} - H_{d,\infty} = \frac{u_2^2}{2g} \left(\frac{v_{2u}}{u_2} \right) \left[2 - \left(\frac{v_{2u}}{u_2} \right) \right] \end{aligned} \right\} \Rightarrow G_{\infty} = 1 - \frac{H_{d,\infty}}{H_{t,\infty}} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{v_{2u}}{u_2} \right) \quad (10)$$

mientras que para el segundo obtenemos

$$\left. \begin{aligned} H_{t,\infty} &= \frac{u_2^2}{g} \left(1 - \frac{v_{2m}}{u_2} \frac{1}{\operatorname{tg} \beta_2} \right) \\ H_{d,\infty} &= \frac{u_2^2}{2g} \left(1 - \frac{v_{2m}}{u_2} \frac{1}{\operatorname{tg} \beta_2} \right)^2 \\ H_{p,\infty} &= \frac{u_2^2}{2g} \left[1 - \frac{v_{2m}}{u_2} \frac{1}{\operatorname{tg} \beta_2} \right] \frac{v_{2u}}{u_2} \frac{1}{\operatorname{tg} \beta_2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow G_{\infty} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{v_{2m}}{u_2} \frac{1}{\operatorname{tg} \beta_2} \right) \quad (11)$$

cuyas representaciones gráficas se indican en la Figura II.5 y la Figura II.6.

De estos gráficos se observa cómo con ángulos β_2 agudos, el grado de reactividad es elevado, y lo contrario con β_2 obtusos. Ello influye en los rendimientos hidráulico y volumétrico, como vamos a ver. Además, con β_2 agudo, la desviación del fluido en el rodete es débil, siendo considerable con β_2 obtuso. Un grado de reactividad elevado es, pues, favorable a la reducción de la desviación a la salida del rodete.

Si el grado de reactividad es suficientemente alto, el flujo relativo en el rodete se aproxima a un flujo sin disminución de velocidad (relativa), mientras que con β_2 próximo a 90° se provoca una disminución importante de velocidad (w_2), lo que hace aumentar el riesgo de despegue de la capa límite.

Por otra parte, un grado de reactividad débil necesita el empleo de un difusor para transformar en presión la altura obtenida en forma de energía cinética, con el consiguiente peligro de despegues en el mismo por disminución de velocidades. Además, al ser las velocidades altas, las pérdidas por rozamiento serán importantes.

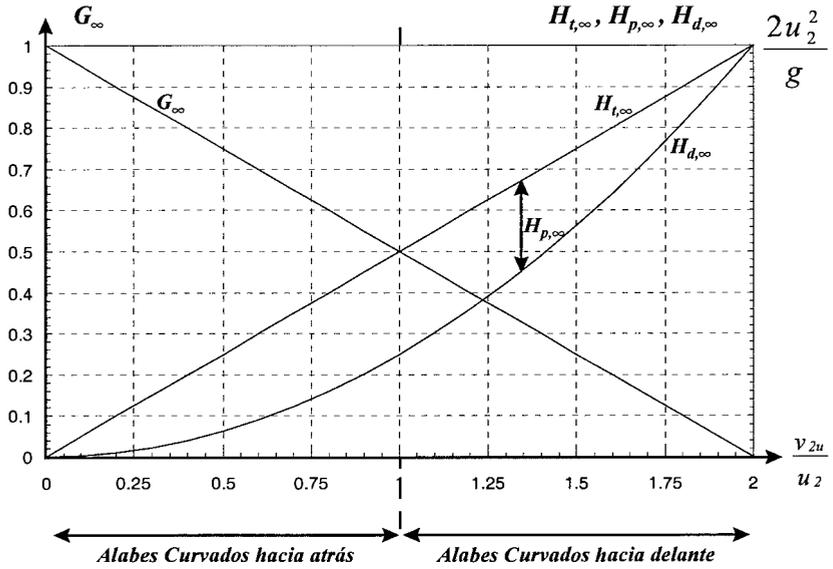


Figura II.5. Características teóricas de una bomba en función de v_{2u}

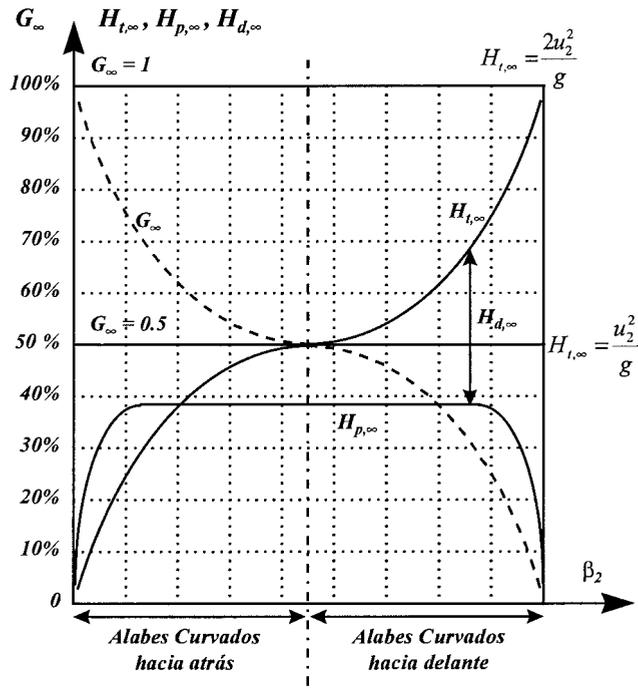


Figura II.6. Características teóricas de una bomba en función de β_2

Estos hechos constituyen la principal razón de la influencia nefasta de un grado de reactividad débil sobre el rendimiento hidráulico; por el contrario, un grado de reactividad elevado es a menudo sinónimo de un buen rendimiento hidráulico.

Respecto de las pérdidas por fugas, se puede comprobar fácilmente que un aumento del grado de reactividad incrementa la altura de presión $H_{p,\infty}$ y, en consecuencia, aumentan las pérdidas de caudal por fugas en las juntas laberínticas.

En resumen, un grado de reactividad alto es favorable al aumento de η_h , pero desfavorable en lo que concierne a las pérdidas por fugas. Entonces, respecto del rendimiento global, el grado de reactividad óptimo dependerá esencialmente de la importancia relativa de las pérdidas hidráulicas y de las pérdidas por fugas. Si, por ejemplo, el caudal a elevar es débil, las fugas alcanzarán una importancia grande e interesará un grado de reactividad débil. Para caudales elevados, por el contrario, se requerirá un grado de reactividad elevado.

4. Influencia de las características del rodete en las curvas teóricas de las bombas.

Como hemos visto en el punto anterior, el ángulo β_2 es el parámetro que más influye en la pendiente de la curva característica de una bomba. También hemos visto que por consideraciones de la potencia absorbida, entre otras cosas, en bombas centrífugas el ángulo β_2 debe ser menor de 90° . En este caso, si consideramos las pérdidas en el interior de la bomba, la curva característica real en función de Q_r , $H = H(Q_r)$, viene indicada en la Figura II.7. El segmento de la curva a la izquierda del máximo constituye la rama inestable; estas bombas pueden presentar problemas en el arranque e inestabilidad de funcionamiento. Para conseguir una característica estable en la cual la altura máxima tiene lugar a caudal nulo, es necesario construir la bomba con ángulos β_2 pequeños.

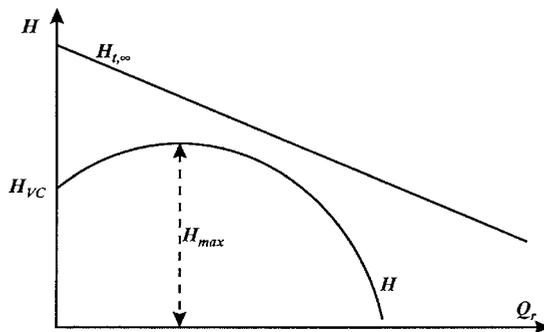


Figura II.7. Curvas características teórica y real de una bomba centrífuga.

Aunque se utilizan en la práctica ángulos β_2 en la gama $14\div 60^\circ$, en general la gama más favorable se encuentra entre los $20\div 30^\circ$. Un valor de $22\div 23^\circ$ se recomienda como valor

"normal"; si es preciso aumentar H se recomienda escoger un valor más alto dentro de la gama favorable indicada.

De hecho, el conocimiento de β_2 no es suficiente para asegurar si una bomba tiene o no zona inestable. En ello influyen otras variables, en especial el número de álabes z del rodete. Para tener en cuenta estos dos parámetros, Schröder proporciona una gráfica (Figura II.8) que indica la relación entre la altura a válvula cerrada H_{VC} y la altura máxima $H_{m\acute{a}x}$ para diferentes valores de z y β_2 . En la zona rayada, limitada por el valor $H_{VC}/H_{m\acute{a}x} = 1$, la curva de funcionamiento de la bomba es completamente descendente.

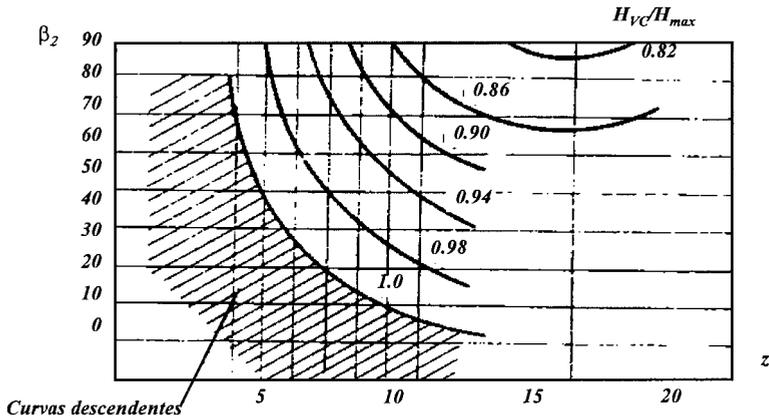


Figura II.8. Gráficas de Schröder.

Esta gráfica se debe considerar como indicativa, de ninguna manera como valores exactos. En definitiva, solamente los resultados de un ensayo de la máquina, o de un modelo de la misma, pueden ser considerados como definitivos.

Con respecto a la curva característica teórica, N afecta a la ordenada y a la pendiente como se indica en la Figura II.9.

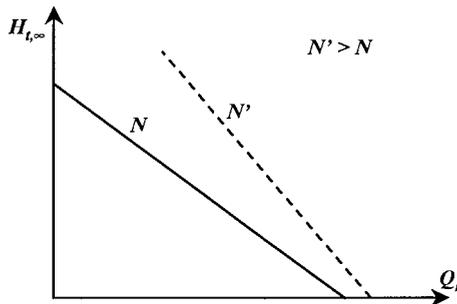


Figura II.9. Relación entre la curva característica teórica y la velocidad de rotación.

Su influencia en la curva real es similar. Este concepto tiene importancia en la regulación por cambio de velocidad, y en los transitorios de arranque y parada (golpe de ariete).

El diámetro exterior D_2 afecta sólo a la ordenada, pero elevada a la segunda potencia (ver Figura II.10), mientras que b_2 afecta a la pendiente. La representación de ésta última viene dada en la Figura II.11.

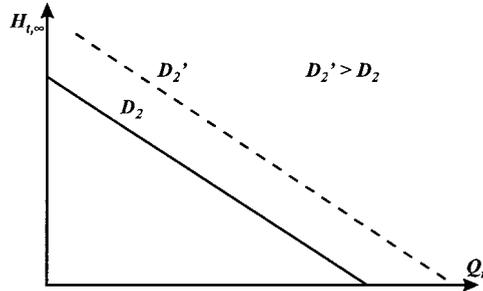


Figura II.10. Relación entre la curva característica teórica y el diámetro exterior del rodete.

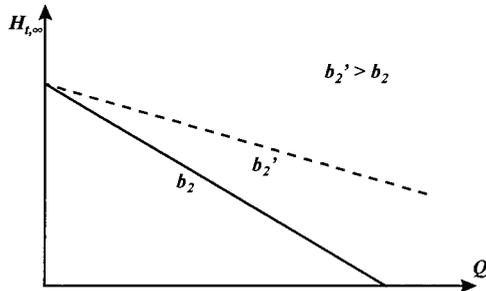


Figura II.11. Relación entre la curva característica teórica y el ancho del rodete a la salida.

ESTUDIO DE LAS BOMBAS CENTRIFUGAS

LECCIÓN 6 *Influencia de la Desviación en las Curvas Características.***1. Introducción.**

Se ha comentado ya en puntos anteriores la existencia de dos alturas teóricas: $H_{t,\infty}$ y $H_{t,z}$. La primera se obtiene con todos los filetes perfectamente guiados (infinitos álabes de espesor nulo), y la segunda con un número limitado (finito) de álabes. Entre ellas existe la relación cualitativa $H_{t,\infty} > H_{t,z}$ y vamos a analizar en la presente lección el motivo de esta disminución de altura.

Desde un punto de vista experimental, si en una bomba que trabaja en un determinado punto de funcionamiento medimos H , Q , M_{eje} y ω , podemos calcular inmediatamente el rendimiento global η_g . Con este valor y haciendo una estimación de los rendimientos volumétrico y mecánico (η_v y η_m) como se verá más adelante, se obtendrá el rendimiento hidráulico η_h para el punto de funcionamiento considerado.

La altura teórica con número finito de álabes (o altura ideal), que nos estará dando la bomba se evalúa por la expresión

$$H_{t,z} = \frac{H}{\eta_h} \quad (1)$$

Si se calcula por medio de la fórmula de Euler la altura teórica en el supuesto de filetes perfectamente guiados, $H_{t,\infty}$, se puede comprobar que $H_{t,\infty} > H_{t,z}$, como ya hemos comentado. Esta diferencia se explica con la teoría de la desviación, como vamos a ver.

Desde el punto de vista del triángulo de velocidades, cuando todos los filetes son guiados, el ángulo de salida β_2 es en todos el mismo; en caso contrario no es así. Imaginemos una serie de álabes fijos, prescindiendo de su rotación, para centrarnos mejor en el problema. Cuando los álabes están muy juntos, prácticamente la totalidad de filetes fluidos tienen el mismo ángulo de salida que impone el álabe, en tanto que si el canal entre álabes es más ancho el filete medio tiende, por inercia, a conservar su dirección original y sale con un ángulo más próximo al de entrada, Figura II.12. Entonces cabe hablar de un ángulo de salida medio, α'_2 , y de una desviación $\Delta\alpha_2 = \alpha'_2 - \alpha_2$.

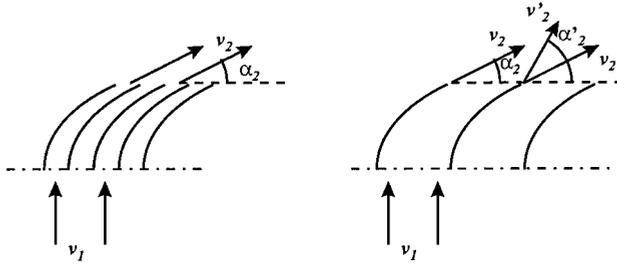


Figura II.12. Desviación en álabes fijos.

Para el caso de álabes en rotación, el fenómeno es exactamente el mismo. El fluido con una velocidad absoluta a la entrada radial, trata de conservarla en la medida de lo posible, y de hecho el ángulo α'_2 de salida, real debido al número finito de álabes, da lugar a una velocidad absoluta de salida más próxima a la dirección radial, o lo que es lo mismo, menos variación de momento cinético, y en definitiva, menos altura teórica.

En la Figura II.13 vemos cómo se ha modificado el triángulo de velocidades, así como la gráfica de $H_{t,\infty}$ y $H_{t,z}$, que en general no tienen por qué ser paralelas ni concurrir en punto alguno, si bien alguna de las teorías existentes nos conducen al segundo de estos últimos supuestos.

Para caudales nulos o casi nulos, la $H_{t,z}$ crece como se indica en la figura anterior, perdiendo la alineación con el resto de valores. Ello es debido a los fenómenos de recirculación entre álabes como veremos más adelante.

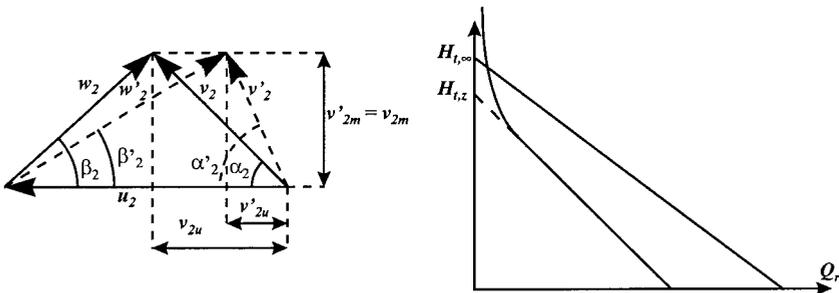


Figura II.13. Efecto de la desviación en el triángulo de velocidades a la salida del rodete y en la altura teórica.

La diferencia entre $H_{t,\infty}$ y $H_{t,z}$ en turbinas se debe a la desviación provocada por los álabes del distribuidor, que tienen una posición fija para un caudal determinado. Esta diferencia es generalmente despreciable.

2. Ecuaciones intrínsecas completas del movimiento de un fluido en el interior del canal de un rodete.

Al objeto de poder determinar las trayectorias de todos los filetes fluidos a través de un rodete centrífugo y con ella evaluar la desviación, es imprescindible establecer las ecuaciones que las gobiernan. Partiremos de las ecuaciones intrínsecas de Navier-Stokes, y por el hecho de referirlas a unos ejes móviles, deberemos corregir la aceleración con las componentes que provienen del Teorema de Chasle. No obstante, por el tipo de movimiento relativo que consideramos, tan sólo contribuirán las $\omega \wedge [\omega \wedge \bar{r}]$ y $[2\omega \wedge \bar{w}]$, que son aceleraciones centrífuga y de Coriolis, respectivamente.

Recordemos Navier-Stokes en intrínsecas en los supuestos de fluido ideal y fuerzas gravitatorias despreciables. Tendremos, por ser movimiento permanente:

$$\begin{aligned} v \frac{\partial v}{\partial s} &= \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{p}{\rho} \right) \\ \frac{v^2}{R} &= - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{p}{\rho} \right) \end{aligned} \tag{1}$$

o bien, por ser fluido incompresible:

$$\begin{aligned} v \frac{\partial v}{\partial s} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} &= 0 \\ \frac{v^2}{R} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} &= 0 \end{aligned} \tag{2}$$

La trayectoria del fluido, contemplada desde los ejes móviles, es PM, Figura II.14. En el grupo de ecuaciones anterior la velocidad v debe ser w , la absoluta respecto de los álabes y relativa desde el punto de vista del sistema de ejes fijo en la tierra.

La velocidad de rotación ω es tal que hace $\beta < \pi/2$, como debe ser. La tomamos, en cuanto a módulo, positiva, aunque vectorialmente sea negativa, por ser opuesta al vector que definen los unitarios s y n .

Los productos $\omega \wedge [\omega \wedge \bar{r}]$ y $[2\omega \wedge \bar{w}]$ quedan representados en la Figura II.14, habiendo tenido en cuenta el auténtico sentido de ω , vector, al efectuar el producto vectorial.

Las aportaciones de estas aceleraciones en direcciones s y n son,

- tangencial (s): $-\omega^2 r \operatorname{sen} \beta$
- normal (n): $-2 \omega w + \omega^2 r \operatorname{cos} \beta$

en donde, como se habrá observado, r es el radio de la circunferencia del punto P en el cual estamos analizando el movimiento, en tanto que R es el radio de curvatura de la trayectoria.

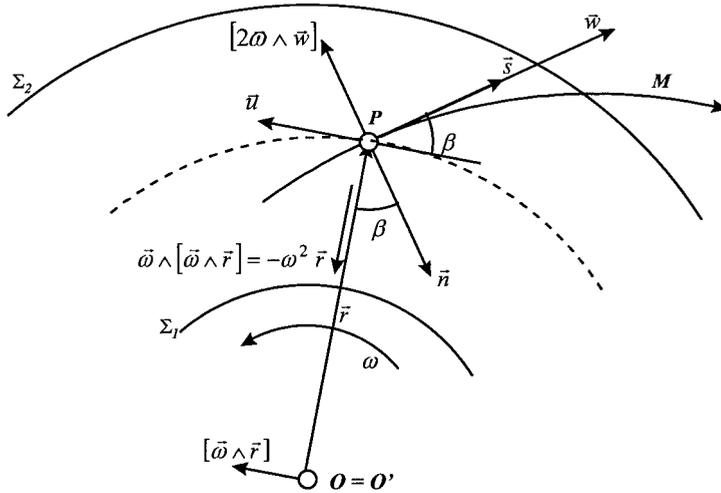


Figura II.14. Aplicación de las ecuaciones intrínsecas de Navier-Stokes a la trayectoria en el interior del canal entre álabes.

Las ecuaciones que gobiernan el movimiento, con las hipótesis expuestas, quedarán:

$$\begin{aligned} w \frac{\partial w}{\partial s} - \omega^2 r \operatorname{sen} \beta + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} &= 0 \\ \frac{w^2}{R} - 2\omega w + \omega^2 r \cos \beta + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Estas dos ecuaciones, junto con la de continuidad, permiten determinar los valores de w y R en el canal entre álabes, así como el campo de presiones.

Integrando la primera de estas dos expresiones como ya se hizo en la lección 2 (se ha partido de la misma ecuación y se han efectuado las mismas hipótesis) llegamos a la expresión de Bernouilli en movimiento relativo, a saber

$$\frac{p}{\rho} + \frac{w^2 - u^2}{2} = cte \quad (4)$$

válida a lo largo de la línea corriente sobre la que se ha integrado.

Si suponemos una entrada al rodete absolutamente uniforme y que todos los filetes a la entrada tengan la misma energía (movimiento potencial, Figura II.15), a todos les corresponde idéntica energía de presión y cinética. Por tanto todos los filetes, en r_1 , tendrán el mismo valor de

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{w_1^2 - u_1^2}{2} \quad (5)$$

En consecuencia, a lo largo de cualquier trayectoria en el rodete tendremos la misma constante de la ecuación de Bernouilli en movimiento relativo.

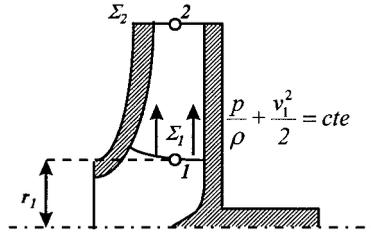


Figura II.15. Características del flujo a la entrada del rodete.

Derivando transversalmente la ecuación última tendremos:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{w^2 - u^2}{2} \right) = 0 \quad (6)$$

mientras que de la anterior se obtiene:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u^2}{2} \right) - 2\omega w + \frac{w^2}{R} = 0 \quad (7)$$

siendo:

$$\omega^2 r \cos \beta = -u \omega \frac{\partial r}{\partial n} = -u \frac{\partial u}{\partial n} = -\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u^2}{2} \right) \quad (8)$$

Combinando adecuadamente las dos expresiones anteriores resultará:

$$\frac{\partial w}{\partial n} - \frac{w}{R} + 2\omega = 0 \quad (9)$$

Esta ecuación, junto con la de continuidad, permitirá calcular el campo de velocidades relativas W en el espacio entre dos álabes consecutivos, Figura II.16. La ecuación a lo largo de la trayectoria ha sido eliminada, pero se ha eliminado a su vez la incógnita presión. Es decir, se pueden desacoplar presiones y velocidades como en el estudio del flujo ideal en movimiento absoluto.

En la práctica, $u > w$ y $R > r$, por lo que:

$$2\omega \equiv 2 \frac{u}{r} > \frac{w}{R} \quad (10)$$

o sea,

$$2\omega - \frac{w}{R} > 0 \quad ; \quad \frac{\partial w}{\partial n} < 0 \quad (11)$$

lo cual quiere decir que la velocidad relativa disminuye al pasar de un punto a otro situado en dirección normal a la trayectoria. Así, $w_A > w_B$.

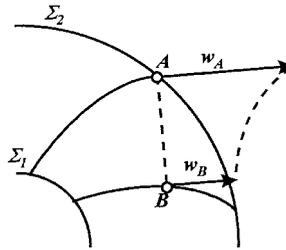


Figura II.16. Campo de velocidades en el canal entre álabes.

3. Rotación de la partícula elemental. Consecuencias.

De la última expresión a la que se ha llegado en el punto anterior podemos deducir conclusiones muy interesantes. Para ello podemos poner esta expresión de la siguiente forma:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial n} - \frac{w}{R} \right) = -\omega \quad (12)$$

mientras que el rotacional de una partícula en coordenadas intrínsecas, como ya se habrá visto en asignaturas anteriores de "Mecánica de Fluidos", se puede poner como:

$$\Omega = -\frac{1}{2} \left(\frac{w}{R} + \frac{\partial w}{\partial R} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial n} - \frac{w}{R} \right) \quad (13)$$

ya que

$$\frac{\partial w}{\partial R} = \frac{\partial w}{\partial n} \quad (14)$$

el cual representa la velocidad instantánea de rotación de la partícula en movimiento relativo.

Luego, comparando entre sí las dos últimas expresiones, podemos decir $\Omega = -\omega$, o sea, que el rotacional de la partícula coincide en módulo con la velocidad de giro del rodete, pero tiene sentido contrario. Una partícula orientada MN, Figura II.17, posee una rotación relativa Ω (en movimiento relativo) y una rotación de arrastre ω , de manera que en conjunto se anulan, y el movimiento absoluto de la partícula no posee rotación alguna, sino tan solo traslación según una trayectoria curva.

Desde otro punto de vista, la corriente que llega al rodete es potencial, y en consecuencia, aunque se trate de una trayectoria curva, sus partículas no tienen rotacional alguno. A su llegada al rodete recibe una aceleración tangencial, pero debido a la falta de rozamiento supuesto, no se

produce ninguna fuerza cortante sobre las partículas, y por tanto no puede producirse ninguna rotación en su movimiento absoluto.

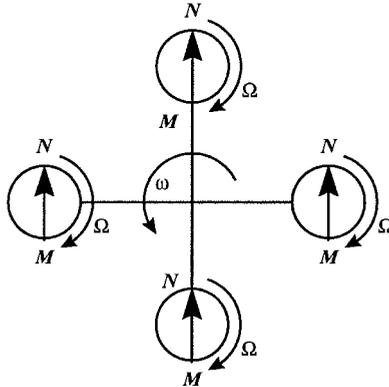


Figura II.17. Traslación de la partícula en el interior del rodete.

En realidad, todo ocurre en este movimiento de manera análoga a la superposición de un movimiento uniforme y de un movimiento circular puro (torbellino relativo de intensidad $\Omega = -\omega$), dando como resultado el movimiento relativo de un líquido ideal a lo largo del pasaje entre álabes, Figura II.18.

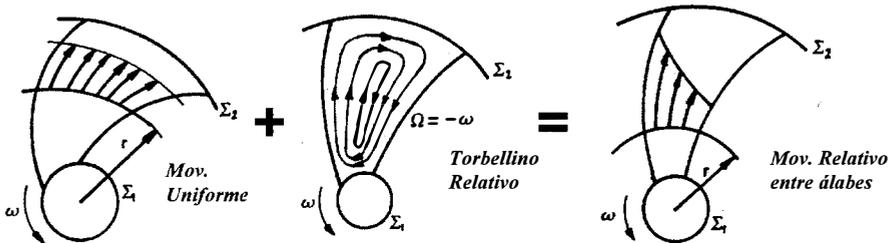


Figura II.18. Descomposición del movimiento relativo en el interior del canal.

4. Transmisión de la energía en el rodete.

Hemos visto en las consideraciones precedentes que, con las hipótesis que venimos manejando, el flujo en el interior del rodete es potencial y, en consecuencia, la constante de la ecuación de Bernouilli para movimiento relativo es la misma cualquiera que sea el punto considerado. Además, y de forma intuitiva, hemos visto también que $w_a > w_b$ estando ambos puntos sobre la misma circunferencia de radio r , Figura II.19.

El teorema de Bernouilli, aplicado a los puntos a y b será:

$$\left(\frac{p}{\rho} + \frac{w^2 - u^2}{2} \right)_a = \left(\frac{p}{\rho} + \frac{w^2 - u^2}{2} \right)_b \quad (15)$$

y siendo $u_a = u_b$, concluimos:

$$\frac{p_b - p_a}{\rho} = \frac{w_a^2 - w_b^2}{2} \quad (16)$$

resultando que al ser $w_a > w_b$, se cumplirá $p_a < p_b$, para cualquier radio genérico r .

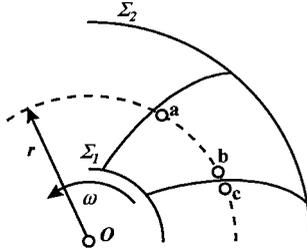


Figura II.19. Puntos sobre el álabe para un mismo radio.

Debido a que el punto a es totalmente simétrico del c, resulta que en un mismo álabe entre sus dos caras existe una diferencia de presión $\Delta p = p_b - p_c$ viniendo esta diferencia representada cualitativamente en la Figura II.20. La parte convexa del álabe, o cara a sobrecompresión, se denomina también **cara activa**, mientras que la parte cóncava, o cara a decompresión, se denomina **cara inactiva**.

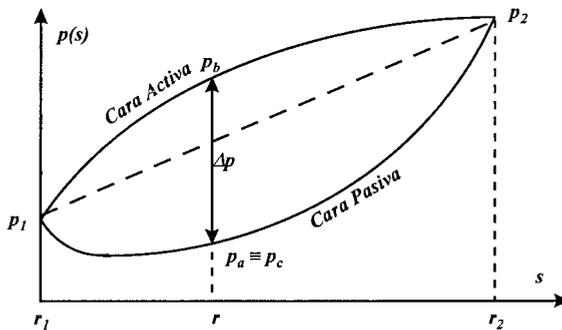


Figura II.20. Distribución de presión a lo largo de las dos caras del álabe.

Se pueden calcular los dF que aparecen sobre cada dA de un álabe, Figura II.21, posteriormente dM , y su integración nos debe dar un par resistente igual y de sentido contrario al par teórico de Euler con número finito de álabes.

El diferencial de fuerza que actúa sobre el álabe será:

$$dF = \Delta p \, dA \quad (17)$$

y su proyección en dirección tangencial:

$$dF|_t = \Delta p \, dA \, \text{sen } \beta \quad (18)$$

el cual origina un par resistente que es vencido por medio de un par motor diferencial de la forma:

$$dM_{t,z} = \Delta p \, r \, dA \, \text{sen } \beta \quad (19)$$

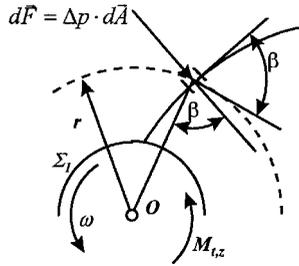


Figura II.21. Fuerza elemental sobre un diferencial de álabe.

El par teórico con número finito de álabes, necesario para impulsar el rodete, será:

$$M_{t,z} = z \int_{s_1}^{s_2} \Delta p \, r \, \text{sen } \beta \, b \, ds = z \int_{r_1}^{r_2} \Delta p \, r \, b \, dr \quad (20)$$

que depende de la trayectoria seguida por las partículas fluidas únicamente en la forma que adopta el término Δp . La potencia teórica sería, por último:

$$P_{t,z} = \omega \, M_{t,z} = \omega \, z \int_{r_1}^{r_2} \Delta p \, r \, b \, dr \quad (21)$$

5. Determinación del campo de velocidades por integración aproximada. Primera estimación de la desviación.

Vamos a ver cómo a partir de la ecuación (10), deducida en el apartado 2, podemos calcular mediante tanteos los valores de la velocidad relativa y la trayectoria exacta de los filetes fluidos en el espacio entre álabes.

La expresión que estamos comentando, puesta en forma incremental, adquiere la forma:

$$\Delta w = \left(\frac{w}{R} - 2\omega \right) \Delta n \quad (22)$$

Para aplicarla supondremos ancho de rodete b constante y considerando dos álabes consecutivos tomemos un punto cualquiera de la parte cóncava del que se encuentra en posición avanzada, por

ejemplo, el punto A , Figura II.22. Trazando en este punto s y n , queremos calcular la distribución de velocidades a lo largo del segmento AB , tomado en primera aproximación como la dirección del radio de curvatura de todas las trayectorias en el punto de encuentro con dicho segmento. Para este cálculo haremos uso de la expresión incremental indicada anteriormente.

Para iniciar el cálculo se divide el segmento AB en una serie de Δn_i y se supone además un valor de w_A . Los radios de curvatura en A y B son conocidos, por el perfil del álabe, y se supone una ley de variación de los mismos de un punto a otro. En estas condiciones se puede calcular los Δw_B correspondientes a cada Δn_i , ya que:

$$\Delta w_i = \left(\frac{w_i}{R_i} - 2\omega \right) \Delta n_i \quad ; \quad w_{i+1} = w_i + \Delta w_i \quad (23)$$

llegando de esta manera a calcular w_B y la distribución de velocidades relativas de la Figura II.22. Además, w_B debe ser tangente al álabe correspondiente, por lo que las direcciones de w_i se irán repartiendo proporcionalmente entre las correspondientes a w_A y w_B .

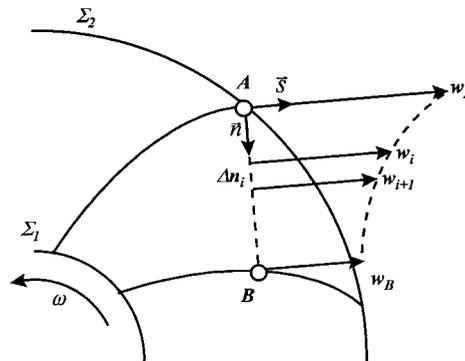


Figura II.22. Determinación del campo de velocidades en el canal entre álabes.

Para comprobar la bondad de la hipótesis de w_A se aplica la ecuación de continuidad entre A y B (Q_r es conocido) y se modifican, si ha lugar, los módulos de w_i en sentido conveniente.

Este mismo trazado se repite para otros segmentos análogos al considerado, con lo que se obtiene un campo de w en el canal entre álabes. A continuación se trazan las líneas de corriente siempre tangentes a los vectores w y se recalcula el radio de curvatura R en cada punto considerado. Si los valores de R cambian mucho, se replantea con ellos el trazado que acabamos de exponer.

Una vez concluido el proceso anterior se trazan las líneas de corriente en ABC , como prolongación de las anteriores, Figura II.23, siguiendo aproximadamente la forma de espirales logarítmicas hasta la sección de salida Σ_2 . Una primera estimación de la desviación se obtiene suponiendo que la distribución de velocidades sobre Σ_2 es uniforme en módulo, aunque no en

dirección. Ello se deriva de la consideración de que en el extremo de salida del álabe $\Delta p = 0$, por lo que $|w_A| = |w_C|$, así que en el arco AC las w no pueden diferir mucho de este valor.

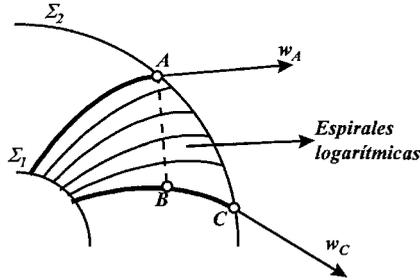


Figura II.23. Trazado de las líneas de corriente a la salida del canal.

Así pues, $|w_A|$ se adopta como valor de w'_2 . Además, puesto que $|w_A|$ es mayor que w_2 , por la distorsión antes estudiada, se tiene $w'_2 > w_2$. Respecto del ángulo, w_A y w_C salen con β_2^* por ser adyacentes al álabe; del resto no se sabe nada, aunque las velocidades en puntos intermedios serán tangentes a las líneas de corriente trazadas como espirales logarítmicas en la zona ABC , donde el fluido se acelera. Sin embargo, este conocimiento no es necesario, ya que disponiendo en este momento de u_2 , v_{2m} y w'_2 se puede reconstruir el triángulo de velocidades reales a la salida (con los valores ya desviados) como se ha visto en la Introducción de la presente lección, con lo que quedará definido $\beta'_2 < \beta_2$ por ser $w'_2 > w_2$, y $\alpha'_2 < \alpha_2$ que es una de las hipótesis hechas en la introducción.

6. Fórmula semiempírica de Pfeleiderer.

El cálculo de la desviación en cada caso particular por el método gráfico que acabamos de exponer es poco menos que impracticable. Por ello se han ensayado distintas expresiones deducidas por medio de aproximaciones que simplifican el problema. Una de estas expresiones es la debida a Pfeleiderer, cuyo desarrollo vamos a abordar en el presente punto.

Hemos visto en el apartado 4 que la diferencia de presiones entre las dos caras de un álabe viene dada por:

$$\frac{\Delta p}{\rho} = \frac{w_a^2 - w_b^2}{2} \quad (24)$$

diferencia que debe de anularse para $r = r_2$, en donde w_a debe coincidir con w_b , o bien, según la Figura II.24, $a \equiv A$, $b \equiv C$, $w_a \equiv w_A$; $w_b \equiv w_C$.

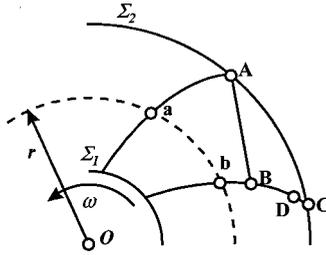


Figura II.24. Puntos a considerar en el canal para la determinación de la fórmula de Pflleiderer.

Según el estudio que hace Pflleiderer, se define un punto D , inmediatamente antes de C y con el mismo radio r_2 , donde para mantener la ecuación de Bernouilli se hace el siguiente supuesto:

1ª Hipótesis: $w_D \neq w_C$.

Así, por la ecuación de Bernouilli se tiene:

$$\left. \frac{\Delta p}{\rho} \right|_2 = \frac{w_A^2 - w_D^2}{2} \quad (25)$$

Inmediatamente después del punto D , la velocidad w toma bruscamente el valor $w_C \equiv w_A$, al tiempo que Δp se hace cero.

2ª Hipótesis:

La velocidad de salida w_2 con número de álabes infinito, inclinada un ángulo β_2 igual a la dirección de salida de los álabes, se supone que es la media aritmética entre w_A y w_D . Así,

$$w_2 = \frac{w_A + w_D}{2} \quad ; \quad w_D = 2 w_2 - w_A \quad (26)$$

3ª Hipótesis:

Por lo visto en el punto anterior, se supone que la velocidad relativa a la salida, con número finito de álabes, w'_2 , vale:

$$w'^2_2 \equiv w_A \quad (27)$$

De estas tres hipótesis se deduce:

$$\left(\frac{\Delta p}{\rho} \right)_2 = (w_A - w_D) \frac{w_A + w_D}{2} = (w_A - 2 w_2 + w_A) w_2 \quad (28)$$

resultando:

$$\left(\frac{\Delta p}{\rho} \right)_2 = 2 w_2 (w'^2_2 - w_2) \quad (29)$$

Para corregir las imperfecciones de estos supuestos, Pfleiderer introduce un coeficiente experimental τ , de manera que:

$$\tau \left(\frac{\Delta p}{\rho} \right)_2 = 2 w_2 (w'_2 - w_2) \quad (30)$$

4ª Hipótesis:

En el apartado 4 hemos visto que el par teórico con número finito de álabes, necesario para impulsar el rodete, es:

$$M_{t,z} = z \int_{r_1}^{r_2} \Delta p r b dr \quad (32)$$

Para facilitar la integración se realiza un nuevo supuesto de la forma:

$$\Delta p b = cte = (\Delta p)_2 b_2 \quad (33)$$

válido a lo largo de todo el trazado del álabe hasta el punto *D*. Al pasar de *D* a *C* el valor Δp cae bruscamente a cero como ya hemos comentado. Con ello, la expresión de $M_{t,z}$ se independiza de la forma del trazado del álabe. Esta expresión resultará:

$$M_{t,z} = z (\Delta p)_2 b_2 \int_{r_1}^{r_2} r dr = z (\Delta p)_2 b_2 \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} \quad (34)$$

y teniendo en cuenta que:

$$P_{t,z} = M_{t,z} \omega = \gamma Q_r H_{t,z} \quad (35)$$

resultará:

$$z (\Delta p)_2 b_2 \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} = \frac{\gamma Q_r H_{t,z}}{\omega} \quad (36)$$

y si tenemos en cuenta que $Q_r = 2\pi r_2 b_2 v_{2m}$ y $v_{2m} = w_2 \text{sen } \beta_2$, obtenemos:

$$\left(\frac{\Delta p}{\rho} \right)_2 = \frac{g H_{t,z}}{\omega z} \frac{4\pi r_2 w_2 \text{sen } \beta_2}{(r_2^2 - r_1^2)} \quad (37)$$

5ª Hipótesis:

La desviación *CD*, representada en el triángulo de velocidades de la Figura II.25, se puede poner como:

$$CD = v_{2u} - v'_{2u} = \chi u_2 \quad ; \quad 0 < \chi < 1 \quad (38)$$

con

$$v_{2u} - v'_{2u} = \frac{g}{u_2} (H_{t,\infty} - H_{t,z}) \quad (39)$$

Esta desviación es, por otra parte, geoméricamente función de $(w'_2 - w_2)$ y de β_2 y se puede escribir, utilizando un coeficiente corrector k función de β_2 , como:

$$v_{2u} - v'_{2u} = w'_{2u} - w_{2u} = k (w'_2 - w_2) \quad (40)$$

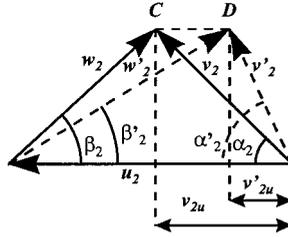


Figura II.25. Triángulos de velocidad teórico y desviado a la salida del rodete.

De esta hipótesis se deduce:

$$\chi = \frac{g(H_{t,\infty} - H_{t,z})}{u_2^2} = \frac{k}{u_2} (w'_2 - w_2) \quad (41)$$

y sustituyendo valores obtenidos con las hipótesis anteriores se llega a que:

$$\frac{g(H_{t,\infty} - H_{t,z})}{u_2^2} = \frac{k \tau}{2 u_2 w_2} \left(\frac{\Delta p}{\rho} \right)_2 = \frac{2g (\tau K \pi \text{sen } \beta_2) r_2^2 H_{t,z}}{z u_2^2 (r_2^2 - r_1^2)} \quad (42)$$

Definiendo el factor semiempírico $\Psi = \tau k \pi \text{sen } \beta_2$, de la expresión anterior obtenemos:

$$H_{t,\infty} - H_{t,z} = \frac{2 \Psi r_2^2 H_{t,z}}{z (r_2^2 - r_1^2)} \quad (43)$$

y si llamamos "Coeficiente de Pfleiderer" a la relación:

$$\mu = \frac{H_{t,z}}{H_{t,\infty}} \quad (44)$$

resulta, como finalización del desarrollo que estamos viendo,

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{2\Psi}{z \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right]}} \quad (45)$$

Para $\mu > 0.85$ se puede escribir, con un error menor del 2% ,

$$\mu = 1 - \frac{2\Psi}{z \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right]} \quad (45)$$

conforme a los primeros términos del desarrollo en serie.

Como valores del coeficiente semiempírico, Pfleiderer cita que él utiliza la expresión:

$$\Psi = 0.6 (1 + \text{sen } \beta_2) \quad (47)$$

Si bien el coeficiente de Pfleiderer obtenido se define para las proximidades del punto de diseño, en la práctica se utiliza también para puntos bastante alejados del mismo. Donde únicamente no es extrapolable, si no queremos cometer grandes errores respecto de los valores experimentales, es en las zonas de pequeños o grandes caudales.

En definitiva, la zona válida de la curva $H_{t,z}$ de la bomba, con respecto de la curva $H_{t,\infty}$, se muestra en la Figura II.26. Para caudales nulos o casi nulos, ya veremos cómo los valores de $H_{t,z}$ crecen alejándose de la proporción $H_{t,z} = \mu H_{t,\infty}$ comentada.

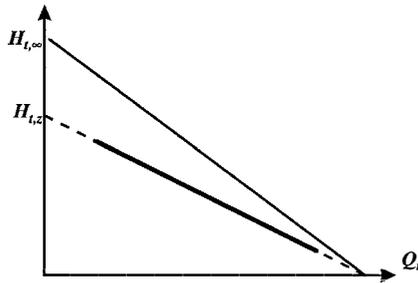


Figura II.26. Curvas de $H_{t,z}$ y $H_{t,\infty}$ en función del caudal en el rodete.

7. Otras teorías aproximadas.

Pfleiderer cita también la adaptación de su fórmula a bombas con álabes curvados hacia delante, a bombas con álabes axiales y también a bombas con álabes de doble curvatura. No vamos a entrar en estos detalles.

Bindemann aplica una teoría similar a la de Pfleiderer pero corregida para rodetes helicocentrífugos, obteniendo:

$$\chi = \frac{g(H_{t,\infty} - H_{t,z})}{u_2^2} = \frac{2g\Psi H_{t,z}}{u_2^2} \frac{1}{z \left[I - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] \sqrt{I + \left(\frac{\varepsilon}{I - r_1/r_2} \right)^2}} \quad (48)$$

En esta expresión $\varepsilon = G/r_2$, con G la distancia axial entre el borde de entrada del filete fluido que divide al caudal en dos partes iguales y el punto medio del borde de salida del rodete (ver Figura II.27). El valor de Ψ es el proporcionado por Pfleiderer.

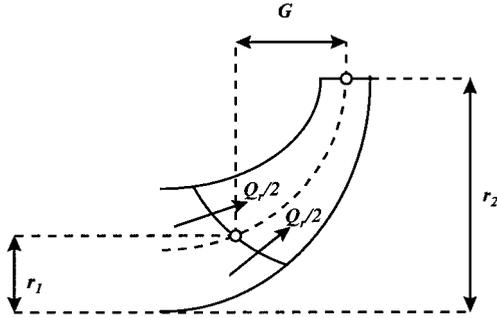


Figura II.27. Dimensiones características en un rodete helicocentrífugo.

Otras expresiones utilizadas son las de B. Eckert y B. Eck , que son, respectivamente:

$$\chi = \frac{g H_{t,z}}{u_2^2} \frac{\pi \operatorname{sen} \beta_2}{2z \left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right)} \quad (49)$$

$$\chi = \frac{g H_{t,z}}{u_2^2} \frac{1.5 + 1.1 \frac{\beta_2}{90^\circ}}{z \left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right)} \quad (50)$$

estando en la segunda de ellas β_2 dado en grados.

Anterior a Pfeleiderer es la expresión de Stodola que, mediante una serie de aproximaciones teóricas y la introducción de coeficientes empíricos, llega a la conclusión de que:

$$\chi = \varepsilon \frac{\pi}{z} \operatorname{sen} \beta_2 \quad ; \quad \varepsilon = 0.8 \div 1.2 \quad (51)$$

La independencia de χ con Q_r en la expresión de Stodola proporciona una curva $H_{t,z}$ paralela a $H_{t,\infty}$ en función de este Q_r . Pero las medidas experimentales no cumplen esta condición.

En el caso de rodete de ancho constante y álabes en forma de espiral logarítmica, el cálculo teórico de la desviación puede ser llevado a cabo reduciendo el problema a un flujo bidimensional a través de un enrejado de álabes. Este problema fue resuelto por Busemann, expresando los resultados en forma de gráfica indicados en la Figura II.29.

Según Busemann, teóricamente se llega a las relaciones (Figura II.28):

$$\left(\frac{H_{t,z}}{H_{t,\infty}} \right)_{Q_r=0} = h_o = f_1 \left(\beta_2, \frac{r_1}{r_2}, z \right) \quad (52)$$

$$\left(\frac{Q_{r,z}}{Q_{r,\infty}} \right)_{H_{t,z}=H_{t,\infty}-0} = q_o = f_2 \left(\beta_2, \frac{r_1}{r_2}, z \right) \quad (53)$$

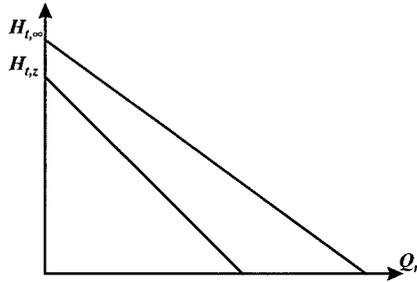


Figura II.28. Relación entre $H_{t,z}$ y $H_{t,\infty}$ según Busemann.

En las gráficas de la Figura II.29, para cada valor de β_2 , se representan q_0 y h_0 frente a r_1/r_2 , con z como parámetro.

De todas maneras, hay que señalar que estos cálculos no se aplican más que a un fluido perfecto, lo cual le resta parte de su interés. Sin embargo, las fórmulas dadas en párrafos anteriores resultan de mediciones experimentales directas y se aplican sin demasiados problemas a los fluidos reales.

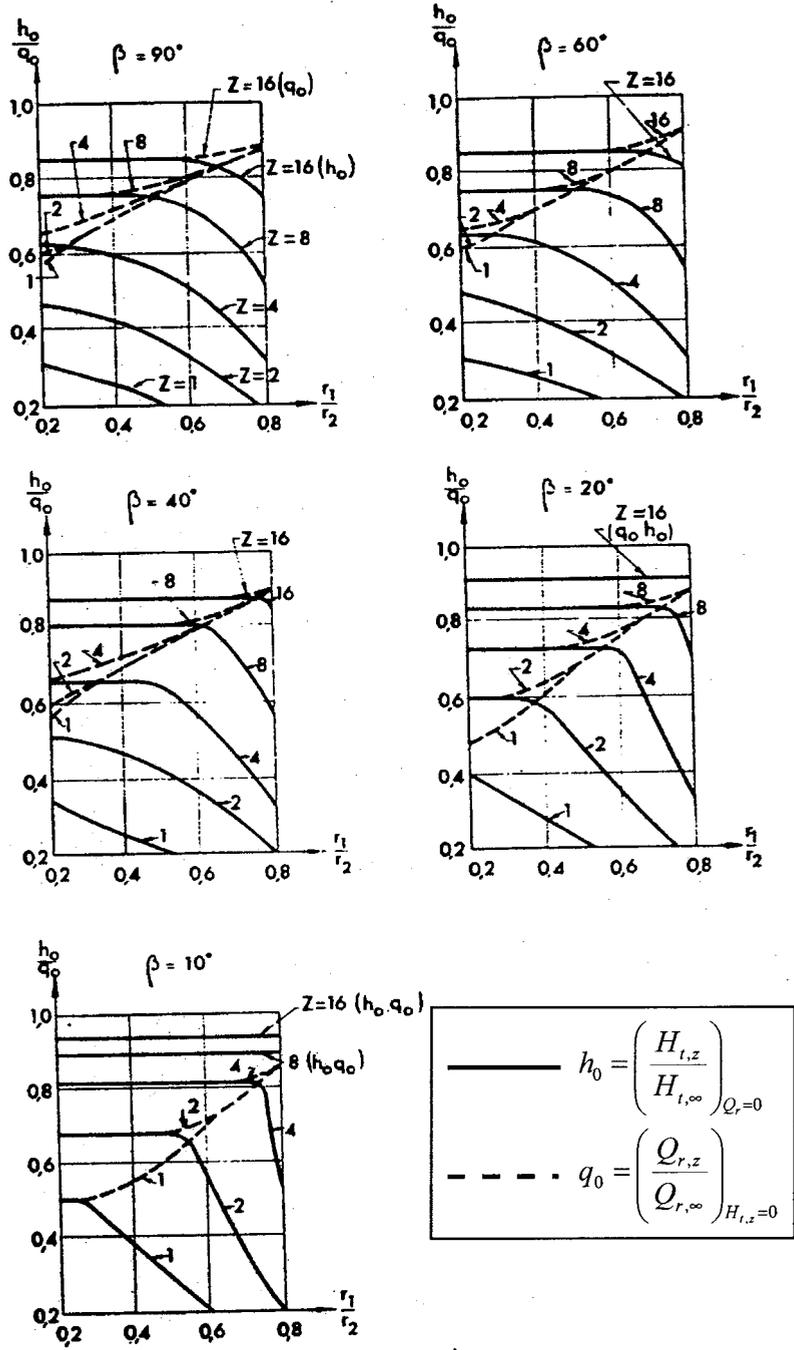


Figura II.29. Valores de h_0 y q_0 según Busemann.

ESTUDIO DE LAS BOMBAS CENTRIFUGAS

LECCIÓN 7 Las Pérdidas Hidráulicas en una Bomba Centrífuga.

1. Introducción al estudio de la Capa Límite en el interior del Rodete.

Hemos estudiado en la lección anterior el flujo ideal de un fluido a través de un rodete, esto es, prescindiendo del rozamiento. En el caso real deberemos considerar la formación de las capas límite en contacto con los álabes, así como con los discos anterior y posterior de modo que el flujo, tal y como veíamos en Mecánica de Fluidos, habrá que estudiarlo en dos zonas bien distintas:

1. Capa límite.
2. Zona de flujo ideal, cuyas ecuaciones ya hemos visto anteriormente.

Consideremos un álabe MN (Figura II.30), y en un punto A una normal AA' a este álabe. Llevemos perpendicularmente a AA' las velocidades relativas teóricas w del flujo correspondiente y sea w_A la velocidad teórica en A . La curva real de velocidades es la $OBCD$, la que define el espesor δ de la capa límite y el espesor de desplazamiento δ_l .

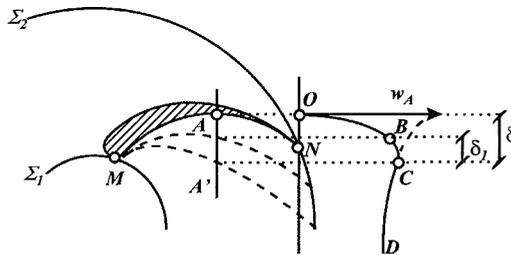


Figura II.30. Capa límite en el interior del canal entre álabes.

Supongamos que se trata de un rodete tal que los álabes tienen un espesor pequeño con relación a la anchura del canal, de tal manera que las capas límite de los álabes vecinos no tienen un espesor suficiente como para afectar al movimiento global en el interior del canal. Se puede entonces estudiar las capas límite de los álabes separadamente.

Para obtener el flujo fuera de la capa límite, es suficiente calcularlo como se indica en la lección anterior, suponiendo el espesor de los álabes aumentado con el espesor de

desplazamiento δ_l relativo a cada cara. Para estudiar la capa límite se puede despreciar la curvatura de los filetes fluidos, como se hace con las placas fijas; las leyes de desarrollo cinemático de las capas límite sobre los álabes móviles son las mismas que para los obstáculos fijos, para los cuales la ley de distribución de la velocidad en función de la trayectoria $w = w(s)$ sea la misma que para el flujo general dentro del canal.

Si w crece al aumentar s , el efecto será el mismo que en un flujo convergente entre álabes fijos. Por el contrario, cuando w decrece al aumentar s , las condiciones serán análogas a las de un flujo divergente, apareciendo el riesgo de despegues. Es, como el caso de los canales fijos, el crecimiento o decrecimiento de la velocidad al extremo de la capa límite lo que importa.

Así, una regla que se adopta normalmente para disponer de buenos flujos en el rodete móvil, es que la velocidad relativa de salida sea superior o al menos igual que la de entrada, $w'_2 = w_1$; para ello, en muchos casos $b_1 > b_2$.

Por otra parte, cuando el caudal disminuye, la diferencia de velocidades de los dos lados del canal crece, y cuando se aproxima a caudal nulo el flujo en este canal es muy parecido al torbellino relativo visto en el apartado 3 de la lección anterior, donde el flujo en la parte convexa del álabe es inverso con relación al sentido del flujo normal. A caudales débiles pero no nulos, el flujo teórico es entonces análogo al representado en la Figura II.31, con un punto de despegue D_1 y una zona cerrada de flujo de retorno. En la práctica, y teniendo en cuenta la existencia de la capa límite sobre la cara convexa, el despegue se producirá en un punto D'_1 anterior al D_1 y se prolongará hasta el borde de salida de los álabes. Simultáneamente, existe también riesgo de despegue en el borde de ataque del álabe D_2 pero en la parte cóncava del mismo, despegue que, cuando se produce, puede perturbar la totalidad del flujo en el canal.

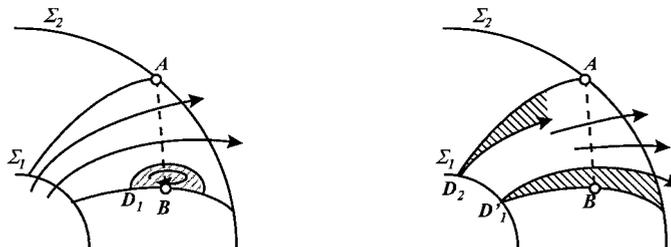


Figura II.31. Despegue de la capa límite dentro del canal.

A caudales elevados, a la vez que las velocidades aumentan dentro del canal, las diferencias de velocidad sobre las dos caras del álabe se atenúan, al mismo tiempo que disminuye el par sobre el eje. A la entrada la velocidad w_1 crece ligeramente, aunque menos que el caudal, de manera que la entrada del fluido al canal móvil se acompaña de una cierta aceleración que atenúa el riesgo de despegue a la entrada del álabe.

2. Forma y número de los álabes del rodete.

Como hemos comentado en el apartado anterior, en el estudio de la capa límite junto a los álabes del rodete se desprecia la curvatura de dichos álabes. Sin embargo, es sabido que cambios bruscos de curvatura provocan despegues, razón por la cual el estudio de la forma del canal adquiere una gran importancia.

Para estudiar la forma del canal, Figura II.32, se rectifica éste y se dibuja el canal equivalente, tomando por anchura un segmento proporcional al producto $a \cdot b$. En esta figura se representa la rectificación del canal para $\beta_2 < 90^\circ$, $\beta_2 = 90^\circ$ y $\beta_2 > 90^\circ$.

Esta construcción se emplea en el proyecto de las turbomáquinas hidráulicas para el estudio del flujo y de los posibles desprendimientos del mismo. Los peligros de desprendimiento serán menores en el primer caso representado en la Figura II.32, siendo ésta otra razón por la cual casi todas las bombas centrífugas se construyen con álabes curvados hacia atrás. Así, sin variar el ángulo β_1 y variando el ángulo de salida en la gama $\beta_{2,min} < \beta_2 < 90^\circ$, y tanteando por el método del conducto equivalente que acabamos de exponer, se puede estudiar el conducto más favorable, en el que la longitud no sea muy grande (para disminuir las pérdidas de superficie) ni muy pequeña para que la difusión no sea grande (para disminuir las pérdidas de forma). En resumen, si la difusión que resulta con un β_2 determinado fuese excesiva, se puede corregir β_2 y alargar el canal, o bien, actuar sobre el valor de b .

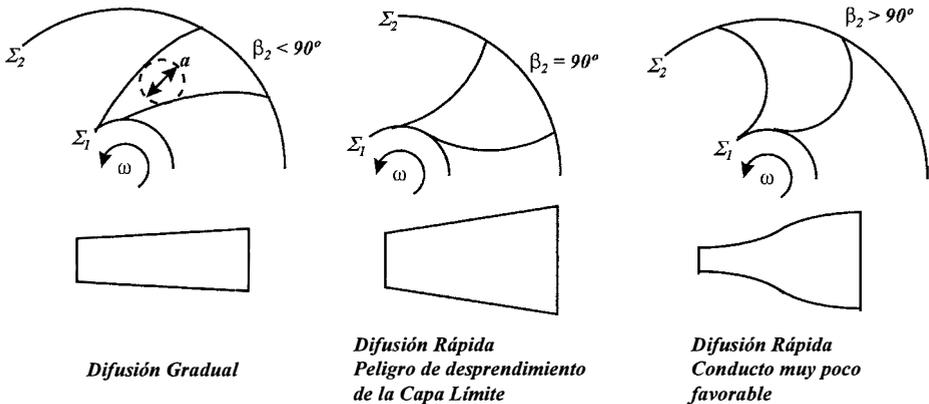


Figura II.32. Rectificación del canal para diferentes valores del ángulo β_2 .

Una vez elegido β_2 y determinada la longitud del álabe, así como la forma de los mismos, su número es un compromiso entre el aumento del perímetro mojado (y por consiguiente las pérdidas por fricción) con la disminución de la desviación (y por consiguiente, aumento de $H_{l,z}$) y la disminución de las posibilidades de despegues a caudales reducidos, todo ello como consecuencia del aumento de z .

El valor de $z_{ópt}$ puede elegirse en base a dos criterios:

- i) Eliminar la parte ascendente de la curva característica real (según las curvas de Schröder vistas en la Figura II.8 de la lección 4).
- ii) Obtener un rendimiento lo más alto posible en el punto de diseño. Desde este segundo punto de vista, Pfleiderer plantea un desarrollo que nos permite un cálculo aproximado del $z_{\text{ópt}}$.

Este último autor supone que las condiciones más favorables se presentan cuando el número de álabes se reduce al mínimo, pero existiendo todavía la posibilidad de proporcionar el caudal de diseño. Pfleiderer hace la hipótesis de que debe existir determinada relación entre la longitud L del álabe y el ancho a_m del canal (Figura II.33), de manera que $L/a_m = C$.

Si el subíndice m se refiere a un elemento de álabe medio, e

$$L \approx \frac{e}{\text{sen } \beta_m} \quad ; \quad a_m \approx t_m \text{sen } \beta_m = \frac{2\pi r_m \text{sen } \beta_m}{z} = \frac{L}{C} \quad (131)$$

obteniéndose, después de algunas transformaciones,

$$z \approx 2\pi C \frac{r_m}{e} \text{sen}^2 \beta_m \quad (32)$$

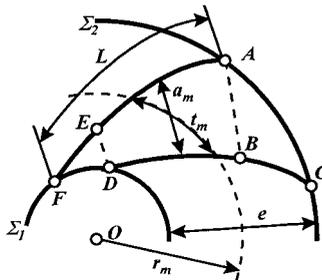


Figura II.33. Dimensiones del canal para la determinación del número óptimo de álabes.

Esta expresión no tiene en cuenta que, con la adopción de un valor de β_m pequeño, se hacen muy largos los finales de álabe libres ABC y DEF , que caen en cierto modo fuera del canal. Por esta razón es de temer que la expresión anterior nos dé valores de z demasiado pequeños para álabes con poca inclinación. Esta dificultad se salva tomando en vez del cuadrado del seno de β_m , su primera potencia, y resulta:

$$z_{\text{ópt}} = 2k \frac{r_m}{e} \text{sen } \beta_m \quad (33)$$

En esta expresión,

$$r_m = \frac{r_1 + r_2}{2} \quad ; \quad k = \pi C \quad ; \quad e = r_2 - r_1 \quad ; \quad \beta_m = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \quad (34)$$

y k es un coeficiente experimental cuyo valor es tanto menor cuanto mayor es el espesor del álabe a la entrada con relación a e , puesto que la obstrucción de los álabes a la entrada no debe ser demasiado grande. Así, quedará:

$$z_{opt} = k \frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1} \operatorname{sen} \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \quad (35)$$

donde k oscila entre 3 y 10. Para rodetes de fundición (lo cual supone un porcentaje apreciable del total de las bombas centrífugas), $k = 6.5$.

Otro criterio mucho más simple, debido a Stepanoff, es que z_{opt} se puede obtener con la relación:

$$z_{opt} = \frac{\beta_2}{3} \quad (36)$$

viniendo expresado β_2 en grados sexagesimales, en la gama $25^\circ + 90^\circ$.

De todas maneras, no se olvide que el valor de z_{opt} se deberá comprobar experimentalmente, probando rodetes idénticos con distinto número de álabes alrededor del valor hallado teóricamente.

Se pueden hacer, a modo de resumen, las siguientes consideraciones:

- a) En general, es práctica habitual seleccionar un número de álabes impar.
- b) Cuanto mayor es la relación de diámetros D_1/D_2 , con igual forma geométrica de los álabes, mayor será el número de éstos; si los álabes son cortos se requiere mayor número que si son largos.
- c) En general, el número de álabes deberá ser tanto mayor cuanto mayor sea la velocidad específica de la bomba, n_s (que se verá más adelante cuando se trate la *Teoría de la Semejanza*).
- d) El número de álabes aumenta también con el tamaño de la bomba.
- e) El número de álabes en bombas radiales varía desde un mínimo de 5 - 6 para velocidades específicas muy bajas, hasta un máximo cercano a 12 para velocidades específicas muy altas.
- f) Las bombas de pasta de papel, bombas de líquidos cenagosos o bombas de achique de aguas residuales (denominadas inobturables) se construyen con frecuencia con uno o dos álabes solamente, en razón del servicio especial a que se destinan.

3. Teoría simplificada de las pérdidas hidráulicas. Influencia en las curvas características.

Las pérdidas hidráulicas o internas que aparecen en una bomba ya hemos indicado en su momento que responden a dos hechos, o bien podemos separarlas según dos causas claramente diferentes. Por una parte tenemos las pérdidas por rozamiento propiamente dicho, el cual se establece principalmente en rodete, difusor (si existe) y caracol. Por otra parte tenemos las pérdidas por choque con los álabes a la entrada del rodete, y con los álabes a la entrada del difusor (si existe difusor con álabes).

Las pérdidas por rozamiento o fricción, para flujo turbulento, son prácticamente proporcionales al cuadrado del caudal que las origina, por lo que podemos decir:

$$\sum h_{h,f} = k_l^{(r)} Q_r^2 + k_l^{(d)} Q^2 + k_l^{(c)} Q^2 \quad (37)$$

y como $Q = \eta_v Q_r$, tomándose generalmente η_v constante e igual al valor de diseño, agrupando coeficientes de la forma:

$$k_l = k_l^{(r)} + k_l^{(d)} \eta_v^2 + k_l^{(c)} \eta_v^2 \quad (38)$$

podemos modelizar las pérdidas por fricción de la forma:

$$\sum h_{h,f} = k_l Q_r^2 \quad (39)$$

Las pérdidas por choque son nulas para el caudal de diseño y aumentan con la diferencia entre un determinado caudal y el de diseño. Cuidadosas experiencias han podido determinar que son de la forma:

$$\sum h_{h,ch} = k_2^{(r)} (Q_r - Q_{r,0})^2 + k_2^{(d)} (Q - Q_0)^2 \quad (40)$$

y teniendo en cuenta la relación $Q = \eta_v Q_r$, agrupando coeficientes como hemos hecho en el caso anterior se pueden modelizar las pérdidas por choque como:

$$\sum h_{h,ch} = k_2 (Q_r - Q_{r,0})^2 \quad (41)$$

Por supuesto, los coeficientes k_l y k_2 son valores que dependen de las características de la bomba.

La altura útil o manométrica creada por una bomba se obtendrá restando de $H_{t,z}$ la suma de pérdidas hidráulicas,

$$H = H_{t,z} - \sum h_h = H_{t,z} - k_l Q_r^2 - k_2 (Q_r - Q_{r,0})^2 \quad (42)$$

cuya representación gráfica aparece en la Figura II.34.

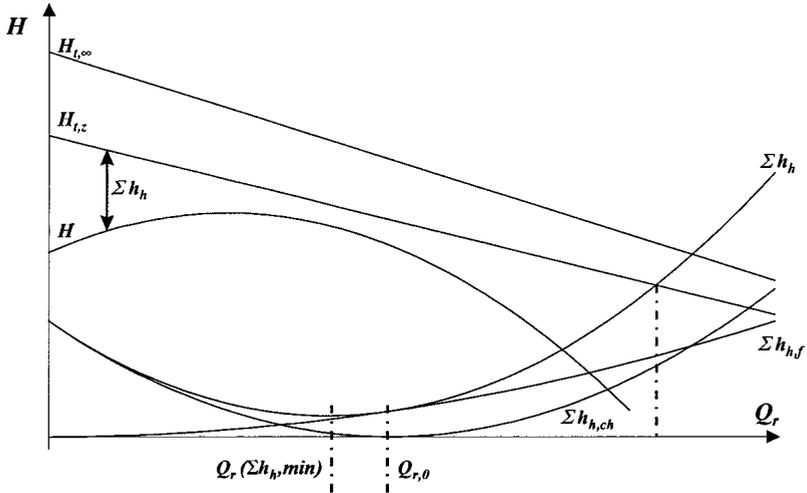


Figura II.34. Gráfica de las pérdidas hidráulicas y altura útil de la bomba en función del caudal en el rodete. La suma de pérdidas hidráulicas tiene un mínimo para un caudal expresado según:

$$Q_r(\Sigma h_{h,min}) = \frac{k_2}{k_1 + k_2} Q_{r,0} \quad (43)$$

estando este caudal que hace las pérdidas hidráulicas mínimas a la izquierda del caudal de diseño, aunque bastante cerca del mismo.

Los coeficientes k_1 , k_2 y el caudal de diseño $Q_{r,0}$ de una bomba pueden ser evaluados experimentalmente si se determina en un banco de pruebas la curva característica de la bomba, ajustándola a una expresión de segundo grado de la forma:

$$H = C + D Q_r + E Q_r^2 \quad (44)$$

y posteriormente, de la igualdad:

$$C + D Q_r + E Q_r^2 = \mu (AN^2 + BN Q_r) - k_1 Q_r^2 - k_2 (Q_r - Q_{r,0})^2 \quad (45)$$

por identificación de coeficientes se hallan los valores deseados.

El rendimiento hidráulico se puede calcular por la expresión:

$$\eta_h = \frac{H}{H_{t,z}} = \frac{H_{t,z} - \Sigma h_h}{H_{t,z}} \quad (46)$$

que será máximo para aquel caudal que cumpla:

$$\frac{\partial \eta_h}{\partial Q_r} = 0 \quad (47)$$

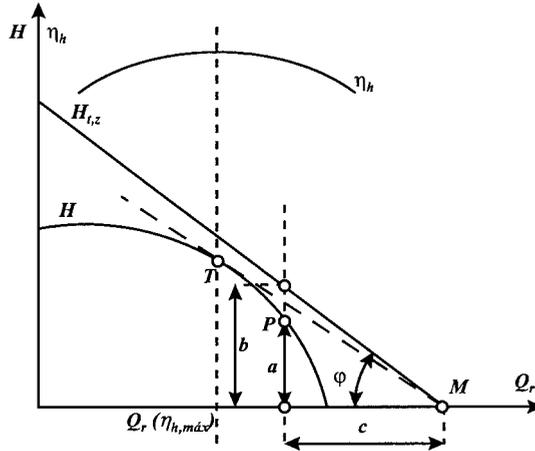


Figura II.35. Determinación gráfica del punto de rendimiento hidráulico máximo.

Este caudal, $Q_r(\eta_{h,máx})$, se puede determinar gráficamente como se indica en la Figura II.35, y es el caudal que corresponde al punto T de tangencia de una recta por M sobre la curva $H = H(Q_r)$. Dicho caudal cumple:

$$Q_r(\eta_{h,máx}) < Q_r(\Sigma h_{h,min}) \quad (48)$$

El rendimiento hidráulico en el punto genérico P será:

$$\eta_h = \frac{a}{b} = \frac{a}{c} \cdot \frac{c}{b} = \frac{a}{c} \operatorname{ctg} \varphi \quad (49)$$

y su valor máximo:

$$\eta_{h,max} = \left. \frac{a}{c} \right|_{max} \operatorname{ctg} \varphi \quad (50)$$

El valor $a/c|_{máx}$ se encontrará, pues, para el punto T de tangencia antes aludido. En el punto de pérdidas hidráulicas mínimas, la tangente a $H = H(Q_r)$ será paralela a $H_{t,z} = H_{t,z}(Q_r)$, por lo que este punto se encontrará a la derecha de T , como ya se ha indicado al decir que el caudal que hace máximo el rendimiento hidráulico, $Q_r(\eta_{h,máx})$ es mayor que el caudal que hace mínimas las pérdidas hidráulicas, $Q_r(\Sigma h_{h,min})$.

El punto óptimo de funcionamiento de una bomba será aquel que tenga el rendimiento global máximo. Como generalmente los rendimientos volumétrico y mecánico se suponen constantes e igual a los valores en el punto de diseño, el rendimiento máximo se encontrará prácticamente en el punto de rendimiento hidráulico máximo.

4. Pérdidas a caudales nulos o casi nulos.

La potencia absorbida por una bomba se puede poner como:

$$P_{abs} = \frac{\gamma Q H}{\eta_g} = \frac{\gamma Q H_{t,z}}{\eta_m \eta_v} \quad (51)$$

Así, si de los datos del ensayo estimamos las pérdidas que corresponden a fugas (η_v) y rozamiento en discos (η_m), podemos reconstruir la curva $H_{t,z} = H_{t,z}(Q_r)$ real. Más allá de un cierto caudal, esta curva adopta los valores de una recta como indica la teoría de Pfleiderer, pero a caudales pequeños se aleja de estos valores y tiende hacia grandes $H_{t,z}$ con el caudal tendiendo a cero, Figura II.36. Ni la teoría del flujo ideal ni la teoría de pérdidas simplificada explican este hecho.

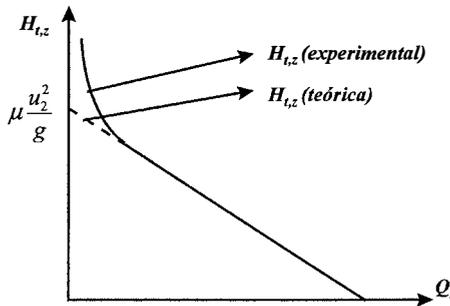


Figura II.36. Gráfica de $H_{t,z}$ real en función del caudal Q_r .

Según la teoría vista hasta ahora,

$$H_{t,z} = \mu \frac{u_2 v_{2u}}{g} = \frac{u_2 (u_2 - v_{2m} \operatorname{ctg} \beta_2')}{g} ; \begin{cases} Q_r \rightarrow 0 \\ H_{t,z} \rightarrow \mu u_2^2 / g \end{cases} \quad (52)$$

siendo v_{2m} el valor medio de la velocidad meridiana a la salida que le corresponde al caudal Q_r . Por ello, cuando el caudal es nulo, las superficies Σ_1 y Σ_2 son tales que separarían perfectamente el fluido en reposo antes y después del rodete, del fluido que existe en el interior del mismo.

En la práctica y sobre todo en la superficie Σ_2 , con caudal neto nulo, existe caudal de paso a través de Σ_2 , si bien en media es cero. El movimiento supuestamente permanente no lo es, y el análisis que debemos realizar tiene que ser más profundo. Para efectuar este análisis vamos a suponer una bomba con álabes en el difusor, Figura II.37.

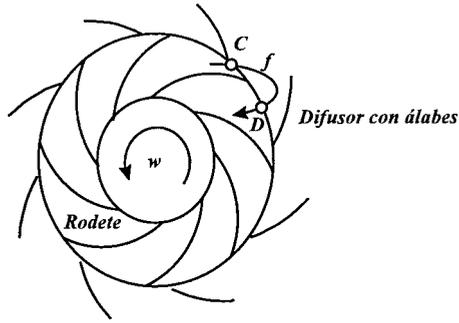


Figura II.37. Movimiento de recirculación en el rodete a caudales nulos o casi nulos.

Debido a que sobre la cara anterior del álabe del rodete la presión es superior a la de la posterior, y sobre todo en el momento en que un álabe del rodete se encuentra frente a un canal del difusor, el fluido está en movimiento como indica la Figura II.37. Ello da lugar a un caudal de recirculación f entre canales del rodete y aletas del difusor, el cual depende del número de álabes de uno y otro, y que en valor medio proporciona el caudal neto que circula por el rodete. Este movimiento irregular desaparece al aumentar el caudal; a caudal nulo es el responsable de parte de la potencia que se absorbe en este caso.

El movimiento aquí comentado no es jamás permanente y comienza a desarrollarse antes de que el caudal sea nulo, lo que explica que la teoría simplificada, basada en la existencia de un movimiento permanente en el interior de los álabes móviles, no se pueda aplicar a caudales débiles. Cuando el caudal es suficientemente alto, las fluctuaciones correspondientes son relativamente débiles, lo que justifica que entonces la teoría simplificada pueda representar la realidad con suficiente aproximación.

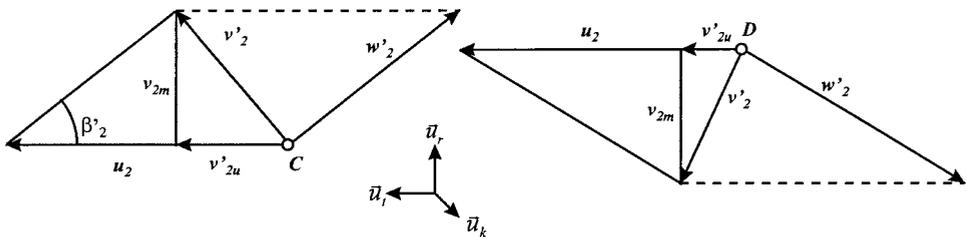


Figura II.38. Triángulos de velocidad a la salida de un rodete con recirculación.

Vamos a analizar cuantitativamente el fenómeno cuando tenemos caudales muy discretos o nulos. Por lo indicado anteriormente, en un punto cualquiera de la superficie Σ_2 , por ejemplo el C, las velocidades son variables con el tiempo y periódicas, dependiendo de la posición que éste ocupe con respecto a los canales del difusor. Además, en un instante determinado, las velocidades son diferentes en distintos puntos de Σ_2 , por ejemplo puntos C y D, dando origen a triángulos de velocidad diferentes como indicamos en la Figura II.38.

En estas condiciones, podemos escribir en cada punto de Σ_2 :

$$v'_2 = v_{2m} \bar{u}_r + v'_{2u} \bar{u}_t \quad (53)$$

siendo las componentes v_{2m} y v'_{2u} variables en el tiempo. De manera general, estas componentes pueden ser supuestas como suma de un valor medio en el tiempo y de un término fluctuante, similar a lo que ocurre en el flujo turbulento.

$$\left. \begin{aligned} v_{2m} &= \overline{v_{2m}} + \vartheta_{2m} \\ v'_{2u} &= \overline{v'_{2u}} + \vartheta'_{2u} \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

siendo las medias temporales:

$$\overline{v_{2m}} = \overline{v'_{2u}} = 0$$

Suponiendo que el movimiento medio en Σ_1 es radial y que el fenómeno de la recirculación en esta misma sección es despreciable frente al que se nos presenta en Σ_2 , la ecuación de conservación del momento cinético en un instante determinado será:

$$\begin{aligned} \bar{M}_{ext} &= \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_C} \rho (\mathcal{F} \wedge \bar{v}') dV + \iint_{\Sigma_2} \rho (\mathcal{F} \wedge \bar{v}') (\bar{v}' \cdot d\bar{A}) = \\ &= \rho \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_C} (\mathcal{F} \wedge \bar{v}') dV + \rho r_2 \iint_{\Sigma_2} \overline{v'_{2u} \cdot v_{2m}} dA \bar{u}_M \end{aligned} \quad (55)$$

Tomando valores medios en el tiempo de la expresión anterior, y aceptando que con ello se anula el valor de:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_C} (\bar{r} \wedge \bar{v}') dV = 0 \quad (56)$$

resultará:

$$\bar{M}_{ext} = \rho r_2 \iint_{\Sigma_2} \overline{v'_{2u} \cdot v_{2m}} dA + \rho r_2 \iint_{\Sigma_2} \overline{\vartheta'_{2u} \cdot \vartheta_{2m}} dA \quad (57)$$

anulándose, además, las otras dos integrales en $\bar{v} \cdot \bar{\vartheta}$, al ser $\bar{\vartheta} = 0$.

El par exterior medio resultará, pues,

$$M_{ext} = \rho r_2 \overline{v'_{2u}} \bar{Q}_r + \rho r_2 \iint_{\Sigma_2} \overline{\vartheta'_{2u} \vartheta_{2m}} dA \quad (58)$$

y la potencia interna media

$$\bar{P}_i = \gamma \bar{Q}_r \bar{H}_{t,z} = \omega \left[\rho r_2 \overline{v'_{2u}} \bar{Q}_r + \rho r_2 \iint_{\Sigma_2} \overline{\vartheta'_{2u} \vartheta_{2m}} dA \right] \quad (59)$$

de donde, el valor medio $H_{t,z}$ para caudales nulos o casi nulos quedará:

$$\bar{H}_{t,z} = \frac{u_2 \overline{v'_{2u}}}{g} + \frac{u_2}{g \bar{Q}_r} \iint_{\Sigma_2} \overline{\vartheta'_{2u} \vartheta_{2m}} dA \quad (60)$$

Por tanto, al valor de $H_{t,z}$ de la teoría de Pfleiderer:

$$H_{t,z}|_{P_{flieiderer}} = \frac{u_2 v_{2u}}{g}$$

representado por la recta ya conocida, hay que añadirle el término adicional:

$$\frac{u_2}{g Q_r} \iint_{\Sigma_2} \overline{\vartheta_{2m} \vartheta_{2u}'} dA$$

válido para caudales pequeños, y que tiende a ∞ cuando Q_r tiende a 0.

Este término adicional, en teoría, no sabemos qué signo va a tener, pero las mediciones experimentales indican que tendrá signo positivo para cualquier valor de Q_r pequeño.

En definitiva, las potencias absorbidas para caudales pequeños van a venir incrementadas por los valores necesarios para provocar los caudales de recirculación f , a caudales netos pequeños, Figura II.39. Al ser los caudales f fluctuantes, aparecerán, además, vibraciones, que en cierta manera se pueden disminuir eligiendo como número de álabes de rodete y difusor valores que no tengan divisores comunes.

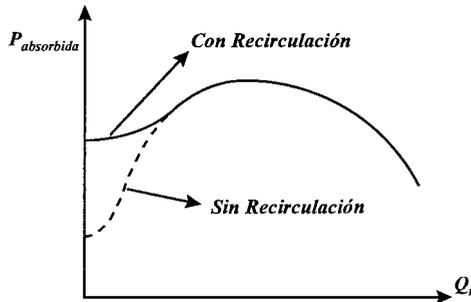


Figura II.39. Potencias absorbidas para bomba con y sin recirculación.

ESTUDIO DE LAS BOMBAS CENTRIFUGAS

LECCIÓN 8 *El Control de las Pérdidas Mecánicas y Volumétricas en una Bomba Centrifuga. Curvas Características Reales.*

1. Tipos de Cierres hidráulicos y sellos mecánicos.

En toda bomba centrífuga existe un cuerpo móvil (rodete) y un cuerpo fijo (carcasa), pasando el fluido en movimiento de uno a otro. Ello trae como consecuencia la necesidad de disponer cierres hidráulicos y sellos mecánicos, con objeto de evitar al máximo las fugas de caudal en los huecos imprescindibles entre parte fija y móvil de la bomba.

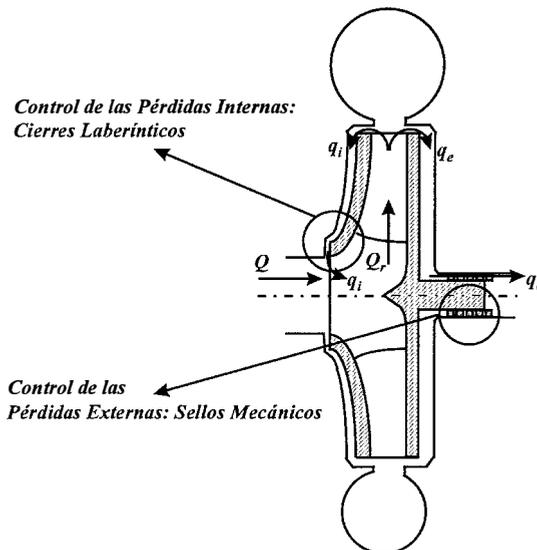


Figura II.40. Caudales de fuga en una bomba.

Recordemos que Q es el caudal suministrado por la bomba y que se mide, por lo tanto, a la salida de la misma; se denomina caudal perdido q (o caudal de fugas) el que es impulsado por el rodete de la bomba, pero que no es suministrado por la misma. Este caudal q , Figura II.40, es suma del caudal de fugas externo, q_e , que sale al exterior entre carcasa y eje de accionamiento del rodete, y el caudal de fugas interno, q_i , que recircula entre disco anterior del rodete y carcasa. En general, las fugas internas son mucho mayores que las externas, ya que éstas son más fáciles

de controlar. Esto hace que la expresión general que utilizamos para el rendimiento volumétrico quede como sigue:

$$\left. \eta_v = \frac{Q}{Q_r} = \frac{Q}{Q + q_e + q_i} \right\} \Rightarrow \eta_v = \frac{Q}{Q + q_i} \quad (1)$$

$q_i \gg q_e$

La problemática es diferente en ambos tipos de fugas, ya que en el disco anterior no puede haber fricción por el peligro de desgaste, esta zona no es accesible desde el exterior, se sitúa en el extremo del eje donde el pandeo puede provocar desajustes en el huelgo, mientras que en el disco posterior el diámetro de la junta es mucho menor, la zona es accesible desde el exterior, no existe tanto peligro de pandeo y se permite el rozamiento. Por ello, en el primer caso se utilizan los anillos o cierres laberínticos, mientras que en el segundo caso la solución es del tipo de retenes, prensaestopas o cierres mecánicos.

1.1 Cierres Hidráulicos.

En los cierres laberínticos, o cierres hidráulicos, se aumenta la resistencia del conducto que seguiría el caudal de fugas, a fin de reducirlo a un mínimo, bien alargando el conducto (resistencia de superficie), o bien haciéndolo intrincado, con una serie de laberintos, con lo que se aumenta el estrangulamiento de la corriente, formación de torbellinos, etc (resistencia de forma).

En los cierres laberínticos, o cierres hidráulicos, se aumenta la resistencia del conducto que seguiría el caudal de fugas, a fin de reducirlo a un mínimo, bien alargando el conducto (resistencia de superficie), o bien haciéndolo intrincado, con una serie de laberintos, con lo que se aumenta el estrangulamiento de la corriente, formación de torbellinos, etc (resistencia de forma).

Los cierres laberínticos se construyen en forma de anillos, que reciben el nombre de anillos de desgaste, y se reemplazan cuando es necesario. Los anillos de desgaste se instalan a pares, uno de ellos fijo al disco anterior del rodete y el otro a la carcasa; el juego en ellos suele ser muy pequeño, de 0.3 - 0.4 mm. para anillos de diámetro 150 mm, y si los anillos son más pequeños, el mecanizado es exacto y se utilizan cojinetes de bolas, el juego puede reducirse a 0.2 mm. Para evitar el agripamiento del rodete en caso de roce de los dos anillos, suelen construirse de dos materiales distintos, por ejemplo, hierro fundido y bronce.

El anillo del rodete generalmente va roscado en dirección contraria al sentido de giro. En las bombas que trasiegan aguas sucias o líquidos arenosos los anillos pueden estar bañados en agua limpia a presión elevada, que entra por el centro del anillo de la carcasa y sale por los dos extremos del huelgo.

En la Figura II.41 se pueden observar algunos tipos de anillos laberínticos utilizados en las bombas que, como se ve, revisten las formas más variadas. Las formas laberínticas simple (q) y

compleja (r), por ejemplo, reducen más eficazmente las fugas que las formas rectas (a) y (b); sin embargo, tienen como inconveniente la dificultad de su fabricación.

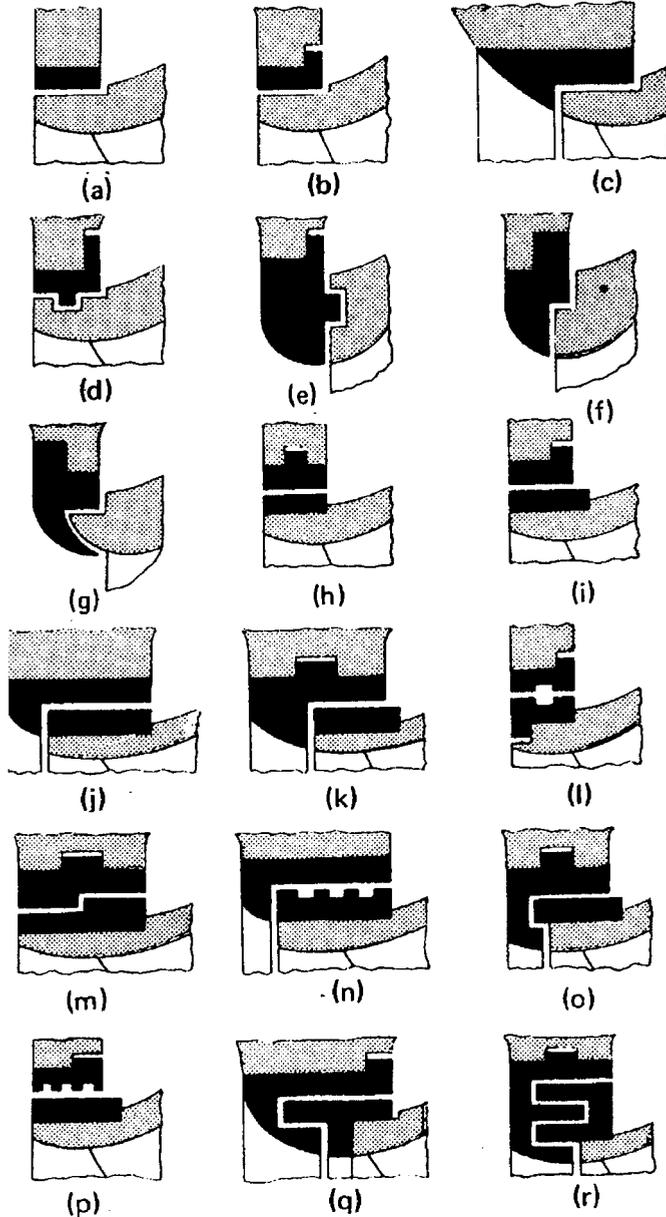


Figura II.41. Cierres laberínticos en bombas.

Las formas tipo L (k) y escalonado (m) son muy eficaces, pero además de la dificultad de fabricación tienen el inconveniente del desgaste rápido del cierre. Las formas con cámara de

alivio (l) presentan la ventaja de que la energía de velocidad del chorro de fugas se disipa en cada cámara, aumentando la resistencia por pérdidas adicionales al entrar en la nueva embocadura.

1.2 Prensaestopas.

El prensaestopas más común puede verse esquematizado en la Figura II.42. Los prensaestopas consisten en una materia compresible o empaquetadura (3) prensada en un espacio reducido debido al apriete de un tornillo (5) sobre un casquillo llamado prensaestopas (4), que disminuye el juego entre el eje (8) y la carcasa (1), por contacto directo con ésta.

La construcción de la caja de empaquetadura es tal que permita prensar bien el material de cierre, regular la presión del mismo para evitar por una parte las fugas y por otra el excesivo rozamiento mecánico, y debe poderse reemplazar fácilmente el material o estopa deteriorada a causa del desgaste. En ocasiones, para evitar este desgaste excesivo, se coloca un anillo de desgaste (7), de un material más blando que el eje, y de fácil reposición. Este anillo se fija al eje mediante una junta tórica de caucho (6). Entre el asiento de la empaquetadura y este anillo suele dejarse también un cierto juego, j que permite la llegada del fluido a los anillos de empaquetadura. En las bombas que trabajan con agua limpia, el propio fluido bombeado hace las veces de lubricante y refrigerante entre las partes fijas y las móviles el prensaestopas, de ahí la importancia de este juego o tolerancia.

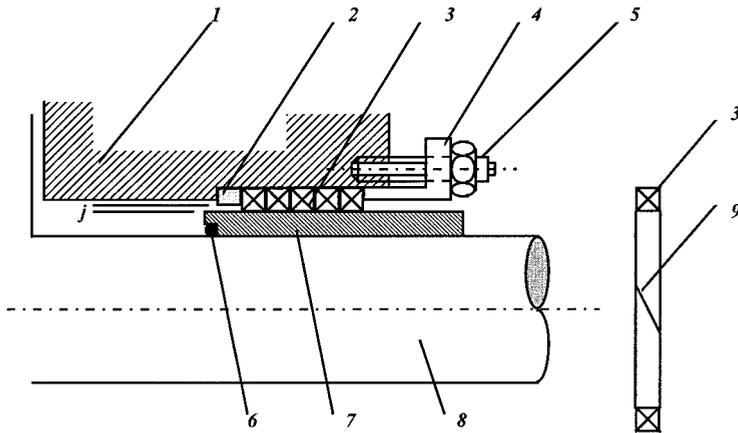


Figura II.42. Esquema de la empaquetadura típica en las bombas.

Como ya se ha dicho, la fricción entre la empaquetadura y el eje es inevitable; pero puede reducirse mediante una lubricación apropiada, que en algunos casos puede ser a partir del propio líquido trasegado.

En los casos en los que el fluido bombeado es un líquido corrosivo, o lleva partículas en suspensión que podrían causar daños a la maquinaria en caso de escapes, se ha de proveer a la

máquina de una lubricación externa. En estos casos, la empaquetadura se divide en dos bloques separados por un anillo (L) que forma con la carcasa y el anillo de desgaste dos cámaras, C_1 y C_2 , tal y como se muestra en la Figura II.43. El fluido refrigerante entra por un tubo insertado en el seno de la carcasa (q) e inunda la cámara periférica C_1 . De ahí pasa a la cámara interior C_2 , de donde se distribuye a los dos bloques de empaquetadura.

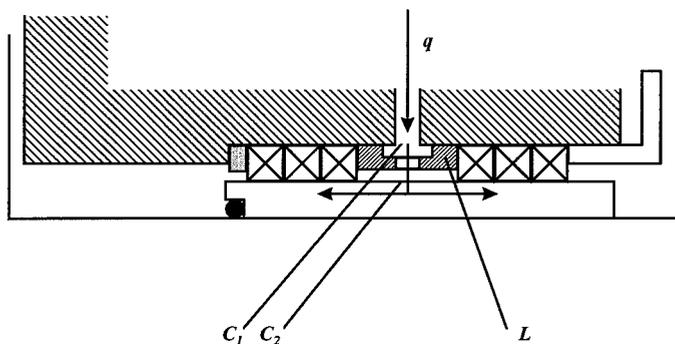


Figura II.43. Caja de prensaestopos de una bomba para el trasiego de líquidos corrosivos.

En bombas que impulsan líquidos calientes el prensaestopos se recalienta y se requiere un circuito de refrigeración, como el indicado en la Figura II.44. En estos casos, existe un conducto análogo al existente en el caso anterior, pero dos juntas tóricas aíslan la cámara periférica (cámara de refrigeración) del interior de la bomba y del exterior, sellándola. En este caso, la empaquetadura es lubricada por el propio fluido bombeado, mientras que el agua fría inyectada evita el sobrecalentamiento de la caja de empaquetadura.

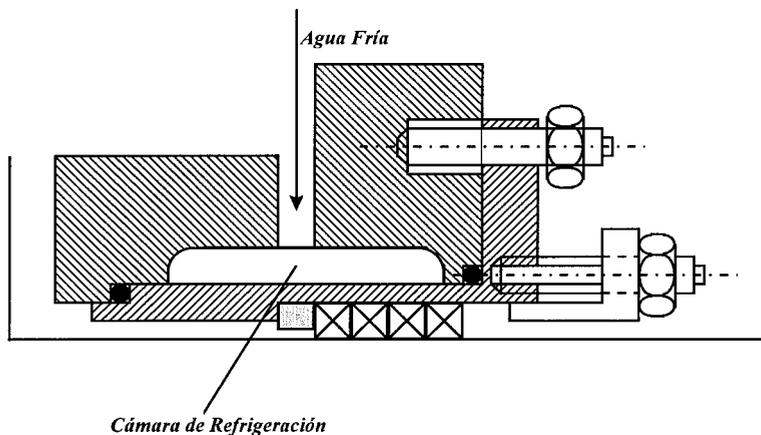


Figura II.44. Caja de prensaestopos refrigerada para el trasiego de líquidos calientes.

Los materiales empleados corrientemente como empaquetaduras, según el tipo de aplicación, son los siguientes:

- a) Cábamo ensebado en forma de borra o trenzado, para agua fría o caliente.

- b) Algodón en trenzas enebadas, para agua a baja temperatura.
- c) Borra de amianto, para fluidos a temperatura media.
- d) Prensados metálicos, para líquidos muy calientes.
- e) Anillos metálicos fraccionados en dos semicírculos y rellenos de grafito que proporciona una autolubricación. Válido para toda clase de fluidos, presiones y temperaturas.
- f) Anillos de grafito, que se prestan muy bien a altas temperaturas.

1.3 Cierres Mecánicos.

Los cierres mecánicos reducen los ajustes y revisiones a un mínimo. En ellos, la fuga se llega a reducir hasta un límite que no excede de unos gramos por miles de horas de funcionamiento. Estos cierres son rígidos, pero el montaje es flexible y la mecanización se realiza con una tolerancia mínima. En la Figura II.45 se representa uno de estos cierres, empleados en ciertos tipos de bombas; la cara (a) de cierre estacionario descansa sobre un anillo de caucho; apoyándose contra ella está el anillo de cierre rotatorio (b) que es comprimido por un resorte helicoidal (d). Un fuelle flexible de caucho sintético (c) mantiene el conjunto en rotación hermético a las fugas de líquido. Los dos elementos de este cierre se construyen de fundición y carbón, o de acero y bronce, según el líquido bombeado.

- a) *Anillo estacionario de cierre*
- b) *Anillo rotativo de cierre*
- c) *Fuelle flexible hermético de Caucho*
- d) *Resorte helicoidal*

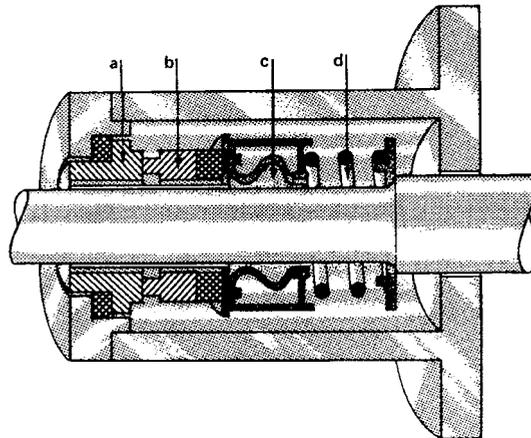


Figura II.45. Cierre mecánico en bombas.

2. *Cuantificación de las pérdidas por fugas. Influencia en las curvas características.*

Las pérdidas internas por fugas dependen esencialmente del coeficiente de fricción del orificio formado entre los dos anillos de la junta laberíntica existente entre el disco anterior del rodete y la carcasa. Evidentemente se busca multiplicar los obstáculos para que este caudal sea mínimo y de hecho en algunos casos, como se ha visto, se construyen laberintos complejos.

En este punto de la presente lección vamos a estudiar el caudal de fugas que aparece en un huelgo liso como el representado en la Figura II.46, aplicando conceptos básicos de la Mecánica de Fluidos.

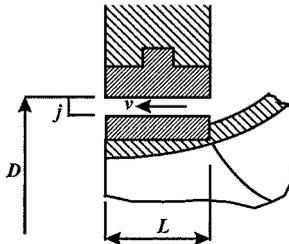


Figura II.46. Huelgo liso en una bomba.

Consideremos que tanto a la entrada como a la salida del huelgo existen pérdidas de carga similares a las que existen en entradas y descargas de tuberías de bordes vivos. Estas pérdidas se evalúan por la expresión:

$$(1 + 0.5) \frac{v^2}{2g} \tag{1}$$

siendo v la velocidad de paso del fluido por el huelgo.

En el huelgo propiamente dicho tendremos una pérdida de carga que se evalúa como:

$$f \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g} \tag{2}$$

con f un factor de fricción semejante al utilizado en el ábaco de Moody mientras que $d = 4.R_H$, o sea, R_H = radio hidráulico del huelgo.

Stepanoff ha dado el resumen de varios autores en una gráfica tal como la que aparece en la Figura II.47, siendo el número de Reynolds:

$$R = \frac{v d}{\nu} \tag{3}$$

Las distintas curvas que aparecen en esta gráfica, en función de la velocidad periférica del rodete, son debidas a otros tantos autores. Además, se distingue claramente cuándo el flujo por el huelgo es laminar y cuando es turbulento.

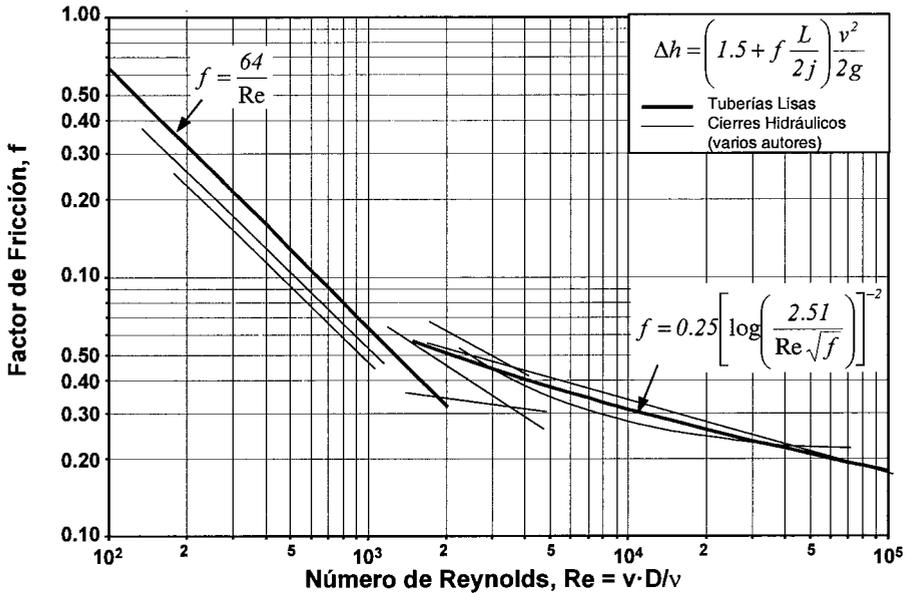


Figura II.47. Coeficiente de fricción para juntas laberínticas rectas.

La diferencia de presiones entre entrada y salida del huelgo se puede poner como:

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \left(f \frac{L}{d} + 1.5 \right) \frac{v^2}{2g} \quad (4)$$

y de aquí,

$$v = \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho \left(1.5 + f \frac{L}{d} \right)}} \quad (5)$$

Veamos qué relación existe entre el diámetro hidráulico d y el ancho del huelgo j :

$$R_H = \frac{\text{Seccion de paso}}{\text{Perimetro mojado}} = \frac{\pi D j}{2 \pi D} = \frac{j}{2} \quad ; \quad d = 2 j \quad (6)$$

estando dadas las anteriores curvas para este valor del diámetro hidráulico.

Por último, teniendo en cuenta la ecuación de continuidad

$$q_i = (\pi \cdot D \cdot j) \cdot v \quad (7)$$

resulta

$$q_i = \pi \cdot D \cdot j \cdot \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho \left(1.5 + f \frac{L}{2j} \right)}} \quad (8)$$

que es la expresión más sencilla de las fugas internas en un huelgo longitudinal.

En el entrehierro definido por el disco anterior y la carcasa, el líquido en contacto con el rodete gira con el mismo a la velocidad de rotación ω , mientras que el líquido en contacto con la carcasa se encuentra en reposo. Ello justifica el supuesto de que el líquido en el interior de este entrehierro gira en su conjunto como vórtice forzado, con velocidad de rotación de $\omega/2$; este supuesto se hace únicamente desde el punto de vista de calcular la caída de presión en dicho espacio.

En el vórtice forzado, la caída de presión entre los puntos A y B de la Figura II.48 valdrá:

$$\frac{p_A - p_B}{\gamma} = \frac{\omega_{vf}^2}{2g} (r_A^2 - r_B^2) \quad (9)$$

La caída de presión en el huelgo se podrá evaluar como:

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} - h_A - \frac{\omega^2}{8g} (r_A^2 - r_B^2) \quad (10)$$

siendo h_A la caída de presión localizada en la singularidad A .

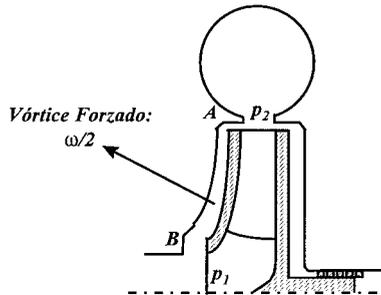


Figura II.48. Esquema para el cálculo de la caída de presión en el entrehierro.

Las predicciones teóricas anteriores pueden verse afectadas por la variación del huelgo si hay excentricidad, por la forma del huelgo si éste no es recto, por el cambio de viscosidad con la temperatura si hay calentamientos, etc. Además, las fugas internas pueden aún incrementarse si el disco posterior lleva orificios de equilibrado. El cálculo de estas fugas se lleva a cabo de una manera similar a la que acabamos de ver.

La altura de presión creada por la bomba varía en función del caudal que proporciona el rodete, por lo que Δp varía con Q_r y también q_r . Estas fugas internas se anulan cuando todavía $H_p > 0$, o sea, cuando se cumple :

$$H_p \equiv \frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{\omega^2}{8g} (r_A^2 - r_B^2) \quad (11)$$

siendo en este caso $h_A = 0$ al ser $q_i = 0$. Si prosigue la disminución de H_p se consigue $q_i < 0$, aunque ello aparece en un punto de funcionamiento excesivamente alejado del óptimo y en la práctica nunca se va a dar.

El caudal de fugas internas es generalmente mucho mayor que el de fugas externas, por lo que podemos decir que el caudal total de fugas, q , vale:

$$q = q_i + q_\infty \approx q_i \quad ; \quad Q = Q_r - q_i - q_\infty \approx Q_r q_i \quad (12)$$

y el rendimiento volumétrico:

$$\eta_v = \frac{Q}{Q_r} = \frac{Q_r - q}{Q_r} \quad (13)$$

La curva de rendimientos volumétricos tendrá la forma de la Figura II.49, alcanzándose el valor 1 cuando $q = 0$. Todas las curvas vistas hasta ahora, en función de Q_r , se pueden poner en función de Q tan sólo desplazándolas hacia la izquierda el valor de q , que a su vez es función de Q_r . El procedimiento será, pues, semejante al indicado para las curvas de la Figura II.49.

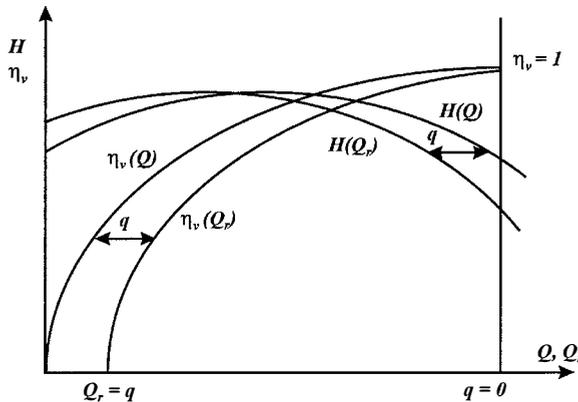


Figura II.49. Curvas de η_v y H en función de Q y Q_r .

3. Cuantificación de las pérdidas por rozamiento en discos. Curvas definitivas.

Dentro del término de pérdidas mecánicas se han englobado una serie de pérdidas tales como las de fricción en prensaestopas y cojinetes, así como las pérdidas por fricción en discos. Estas últimas son debidas a la potencia necesaria para hacer girar el rodete en el seno del líquido que existe en el entrehierro entre discos y carcasa, siendo éstas las únicas que evaluaremos al ser las más importantes. Las primeras no suelen tomarse en consideración por dos motivos fundamentales: su escasa incidencia y por su difícil cuantificación al depender de una serie de detalles constructivos muy variables según el tipo de bomba, dimensiones del prensaestopas,

velocidad de rotación del eje, magnitud de la fuga permitida a través de la estopada, etc. Generalmente estas pérdidas se adoptan como el 1% de la potencia interna.

Concretamente, para el cálculo de las pérdidas por fricción modelizaremos el rodete como un disco girando en el interior de una carcasa, con el líquido que se bombea llenando el entrehierro (ver Figura II.50, mostrada a continuación).

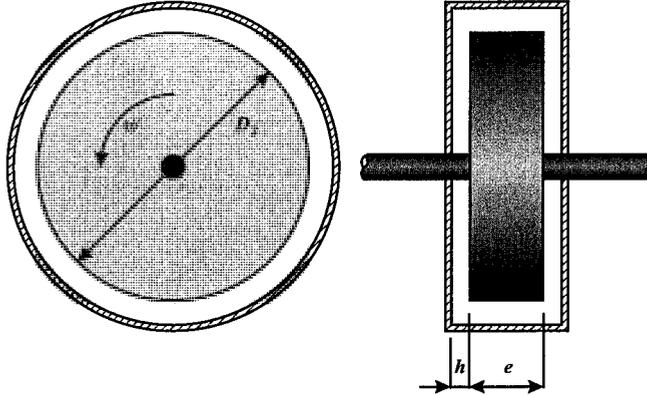


Figura II.50. Disco girando en el interior de una carcasa, con el líquido que se bombea llenando el entrehierro.

Las pérdidas por rozamiento debido a la existencia del líquido las podemos calcular por consideraciones adimensionales; el rozamiento por unidad de superficie depende, en principio, de los siguientes factores:

$$\tau_f = \frac{dF_f}{dA} = f(\varepsilon, h, \mu, \rho, u) \quad (14)$$

siendo:

- $\varepsilon =$ Rugosidad de la superficie (L).
- $h =$ Huelgo en el entrehierro (L).
- $\mu =$ Viscosidad del fluido ($M \cdot L^{-1} \cdot T^{-1}$).
- $\rho =$ Densidad del fluido ($M \cdot L^{-3}$).
- $u =$ Velocidad tangencial en un determinado punto del disco giratorio ($L \cdot T^{-1}$). Esta $u(r)$ da lugar a $\tau_f(r)$.

En estas condiciones tenemos seis variables, con tres magnitudes fundamentales; por ello podemos agrupar las seis variables de la expresión:

$$\Phi(\tau_f, \varepsilon, h, \mu, \rho, u) = 0 \quad (15)$$

en tres parámetros adimensionales.

Si escogemos las variables ρ , u y h como repetitivas, los parámetros que aparecen son:

$$\pi_1 = \frac{\varepsilon}{h} ; \pi_2 = \frac{\rho u h}{\mu} ; \pi_3 = \frac{\tau_f}{\rho u^2} \quad (16)$$

luego podemos escribir:

$$\pi_3 = f(\pi_1, \pi_2) \quad (17)$$

o bien, lo que es lo mismo,

$$\frac{dF_f}{dA} = f\left(\frac{\varepsilon}{h}, \frac{\rho u h}{\mu}\right) \rho u^2 \quad (18)$$

En el caso del disco, con un $dA = 2 \pi r dr$, tendremos:

$$dF_{f,l} = \lambda_l 2\pi r dr \rho u^2 \quad (19)$$

en donde hemos llamado λ_l a $f(\varepsilon/h, \rho u h/\mu)$, número adimensional que es un indicador del mayor o menor rozamiento de las superficies en rotación. Integrando para las dos superficies y tomando como λ_l un valor constante, a determinar por métodos empíricos, resulta:

$$F_{f,l} = 2 \lambda_l 2\pi \rho \omega^2 \int_0^{r_2} r^3 dr \quad (20)$$

La $F_{f,l}$ total sólo tiene valor indicativo, puesto que lo que queremos determinar es la potencia de pérdidas, para lo que previamente deberemos calcular el par de rozamiento. Tendremos:

$$dM_{f,l} = r dF_{f,l} = 4\pi \lambda_l \rho \omega^2 r^4 dr \quad (21)$$

y por tanto

$$M_{f,l} = 4\pi \lambda_l \rho \omega^2 \int_0^{r_2} r^4 dr = \frac{4}{5} \pi \lambda_l \rho \omega^2 r_2^5 \quad (22)$$

Finalmente, la potencia perdida por fricción en las caras laterales de los discos del rodete será:

$$P_{f,l} = \frac{\pi \lambda_l}{10} \rho u_2^2 D_2^3 \omega = \frac{\pi}{5} \lambda_l \rho u_2^3 D_2^2 \quad (23)$$

Para la zona periférica del disco la expresión es más sencilla, ya que τ_f es constante sobre ella y no es necesario integrar. Tendremos:

$$P_{f,2} = \lambda_2 \rho u_2^2 \pi D_2 e ; M_{r,2} = \lambda_2 \rho u_2^2 \pi D_2 e r_2 \quad (24)$$

y finalmente la potencia en esta zona periférica

$$P_{f,2} = \pi \lambda_2 \rho u_2^3 D_2 e \quad (25)$$

Sumando $P_{f,l}$ y $P_{f,2}$, obtendremos finalmente las pérdidas por rozamiento en el disco:

$$P_f = \pi \rho D_2 u_2^3 \left(\frac{\lambda_1}{5} D_2 + \lambda_2 e \right) \quad (26)$$

En realidad el rodete no tiene la forma cilíndrica perfecta que nos hemos planteado, sino la que se representa en la Figura II.51. Es obvio que las dos caras son distintas, pero en cierto modo el tramo *BC* compensa la falta de superficie en el disco anterior a la entrada. Otra observación es que el eje tiene un diámetro D_0 , por lo que la integral que evalúa M_f en la cara correspondiente del disco posterior se debería haber extendido entre r_0 y r_2 . Pero al resultar la integral en r^5 , y siendo $r_2 \gg r_0$ se concluye $r_2^5 \gg r_0^5$, con lo que no hay error apreciable al integrar entre 0 y r_2 .

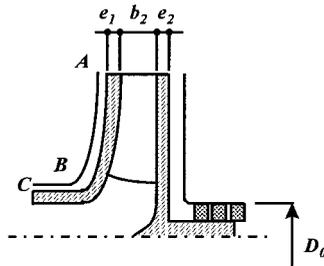


Figura II.51. Características del rodete para determinación de pérdidas por rozamiento en discos.

En cuanto al rozamiento debido al borde superior, en este caso es debido al espesor de los discos del rodete, con lo que:

$$e = e_1 + e_2 \quad (27)$$

Pfleiderer proporciona una expresión para el cálculo de P_f semejante a la deducida anteriormente, de la forma:

$$P_f = k \gamma u_2^3 D_2^2 \quad (28)$$

supuesto $e = 0$.

en la que $P_f = CV$, $\gamma = K\rho/m^3$, $u_2 = m/s$ y $D_2 = m$. Esta misma expresión expresada en unidades del Sistema Internacional quedará:

$$P_f = 75k \gamma u_2^3 D_2^2$$

El valor del coeficiente de rozamiento k viene dado en la Figura II.52, en función del número de Reynolds:

$$Re_s = \frac{u_2 r_2}{\nu} \quad (29)$$

y con h/D_2 como parámetro, distinguiendo los casos de disco liso y disco rugoso.

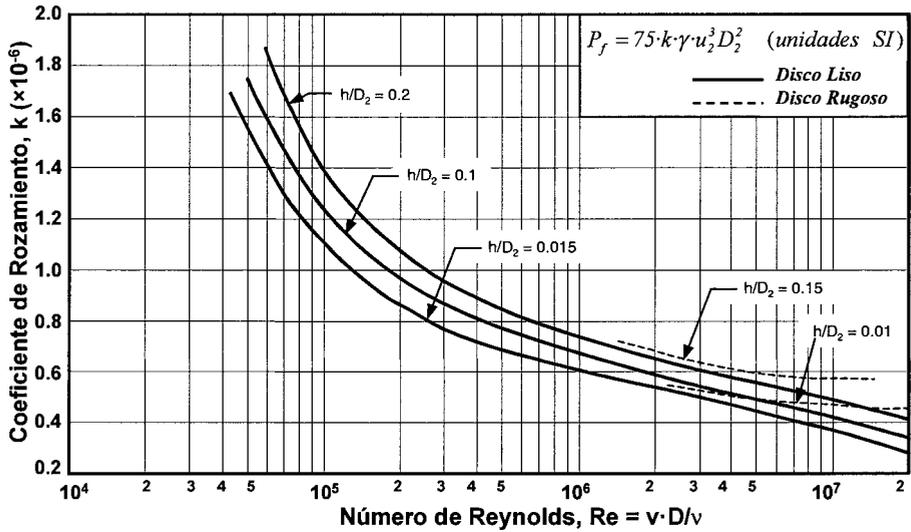


Figura II.52. Coeficiente de rozamiento para cálculo de pérdidas mecánicas en discos.

Como ya se ha indicado, la potencia perdida en ejes, cojinetes, prensaestopas, etc., se evalúa como un 1% de la potencia interna. Así, el rendimiento mecánico de una bomba será:

$$\eta_m = \frac{P_i}{P_i + 0,01 P_i + P_f} = \frac{P_i}{1,01 P_i + P_f} \quad (30)$$

donde P_f es la potencia perdida por fricción entre rodete y carcasa, la cual sólo depende de las dimensiones constructivas y de la velocidad de rotación del rodete. Es independiente, pues, del caudal trasegado.

La curva de $P_i = P_i(Q_f)$ es la indicada en la Figura II.53. La curva de potencias de accionamiento será ésta misma multiplicada por 1,01 y sumándole un valor constante P_f independiente del caudal. Además, esta curva de P_{abs} se desvía de los valores que acabamos de indicar con caudales nulos o casi nulos, por las razones ya comentadas de recirculación del fluido cuando Q_f tiende a 0.

Se puede comprobar cómo el caudal que hace máxima P_i también hará máxima P_{abs} .

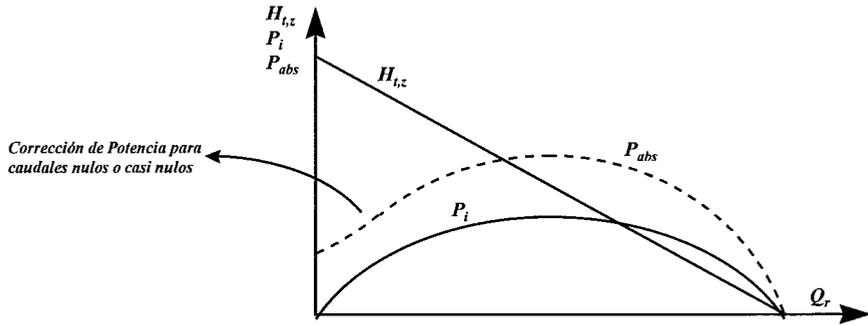


Figura II.53. Curva de potencias absorbidas en función del caudal en el rodete.

ESTUDIO DE LAS BOMBAS CENTRIFUGAS

LECCIÓN 9 Elementos Restantes de la Bomba.**1. Introducción.**

Tras un análisis funcional del rodete, que nos permite a partir de las características del mismo predecir todas sus prestaciones, vamos a referirnos a los demás elementos que constituyen la bomba. Nos referiremos en esta última lección del capítulo dedicado a las bombas centrífugas al difusor (en sus dos variedades con álabes o sin ellos), a la cámara espiral, voluta o caracol, y al cálculo de los empujes axiales, cuyos valores serán datos de partida para el diseño de ejes y cojinetes de la bomba.

2. El difusor liso o difusor sin álabes.

Un difusor es un órgano que convierte energía cinética en energía de presión, al contrario que una tobera. En una bomba centrífuga, a la salida del rodete, la velocidad absoluta v'_2 suele ser bastante elevada; como las pérdidas por fricción dependen del cuadrado de la velocidad, estos valores de v después del rodete deberán ser reducidos al mínimo valor posible, con objeto de que las pérdidas sean mínimas. Esta transformación se lleva a cabo en el difusor, que viene a ser una cámara circular de sección rectangular o trapezoidal, con o sin álabes fijos, situada a continuación del rodete. En bombas sin difusor, la transformación se realiza solamente en la cámara espiral.

Vamos a plantearnos el estudio del difusor liso sin álabes (Figura II.54) con una serie de hipótesis simplificativas, tales como:

- Considerar el fluido ideal, o lo que es lo mismo, suponer que no existen pérdidas en el difusor.
- No existen puntos de despegue, que pudiesen originar flujos en sentido inverso.
- La salida del fluido por la sección exterior Σ_2 del rodete es uniforme, con velocidad absoluta v'_2 . Las componentes de esta velocidad son v'_{2u} y v'_{2m} , con un ángulo de salida β'_2 . Se cumplirá, para estas velocidades:

$$v'_{2u} = \mu v_{2u} ; v'_{2m} = \frac{Q}{\pi D_2 b_{de}} ; \operatorname{tg} \alpha'_2 = \frac{v'_{2m}}{v'_{2u}} \quad (1)$$

siendo b_{de} el ancho del difusor en su entrada.

- El difusor va a ser de anchura constante, e igual a la anchura del rodete a la salida. Así, $b_d = b_{de} = b_2$.

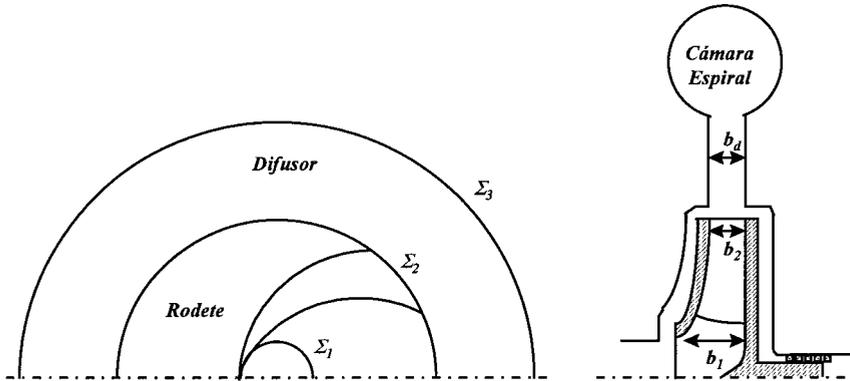


Figura II.54. Difusor liso sin álabes.

En estas condiciones, y a la salida del rodete, tenemos un triángulo de velocidades tal como el representado en la figura anterior, y tratemos de analizar la posterior trayectoria del fluido.

Al no tener el difusor álabes alguno, y en ausencia de rozamientos, el par aplicado sobre el fluido es nulo, con lo que el teorema de Euler nos da:

$$M = \rho Q (r v_u - r_2 v'_{2u}) = 0 \Rightarrow r v_u = r_2 v'_{2u} \quad (2)$$

o bien,

$$r v_u = cte = C_1 \quad (3)$$

en todo el difusor; esta expresión se conoce como **ley de áreas**.

La ecuación de continuidad nos proporciona, para un radio r en el interior del difusor,

$$Q = 2\pi r b_d v_m \equiv 2\pi r_2 b_{de} v'_{2m} \Rightarrow r v_m = r_2 v'_{2m} \quad (4)$$

o bien,

$$r v_m = cte = C_2 \quad (5)$$

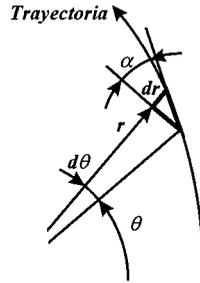


Figura II.55. Trayectoria de una partícula fluida en el interior de un difusor sin álabes.

Por ello, para cualquier punto de la trayectoria:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_m}{v_u} = \frac{C_2}{C_1} = \operatorname{tg} \alpha_2 \quad (6)$$

por lo que la trayectoria de la partícula es tal que el ángulo α permanece constante; ello corresponde a una espiral logarítmica. En efecto, en coordenadas polares (Figura II.55) se tiene:

$$\operatorname{tg} \alpha = K = \frac{dr}{rd\theta} \quad ; \quad Kd\theta = \frac{dr}{r} \quad (7)$$

e integrando:

$$K \int_0^\theta d\theta = \int_{r_2}^r \frac{dr}{r} \quad \Rightarrow \quad K\theta = \ln \frac{r}{r_2} \quad (8)$$

o bien, la posición de la partícula en función del ángulo descrito por su trayectoria desde el punto por el que entró al difusor, será:

$$r = r_2 \exp(\theta \operatorname{tg} \alpha'_2) \quad (9)$$

Por otra parte, la velocidad absoluta en el punto de radio r se puede poner como:

$$v = \sqrt{v_m^2 + v_u^2} = \sqrt{\left(\frac{C_2}{r}\right)^2 + \left(\frac{C_1}{r}\right)^2} \quad (10)$$

o bien:

$$r \cdot v = C \quad (11)$$

cuya constante se determina fácilmente particularizando para el punto de entrada al difusor. Esta expresión pone de manifiesto cómo, a medida que el fluido avanza a través del difusor, su velocidad va disminuyendo.

Si tenemos en cuenta la ecuación de Bernouilli para fluido ideal:

$$\frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2'^2}{2g} \quad (12)$$

$$\frac{p - p_2}{\gamma} = \frac{v_2'^2 - \frac{r_2^2 v_2'^2}{r^2}}{2g} = \frac{v_2'^2}{2g} \left(1 - \frac{r_2^2}{r^2} \right)$$

podemos determinar la presión en cada punto del difusor, conocida la velocidad absoluta de entrada al mismo. Evidentemente, las líneas de isopresión son circunferencias.

Finalmente, si entendemos por rendimiento del difusor respecto de la presión el incremento de energía de presión habido desde Σ_2 hasta la sección considerada, dividido por toda la energía cinética en esta sección de entrada que se puede transformar en presión, tendremos:

$$\eta_{d,p} = \frac{\frac{p - p_2}{\gamma}}{\frac{v_2'^2}{2g}} 100 = \left[1 - \left(\frac{r_2}{r} \right)^2 \right] 100 \quad (13)$$

Se puede entender también el rendimiento del difusor respecto de la velocidad como la disminución de energía cinética habida, partido por toda la energía cinética disponible a la entrada del difusor:

$$\eta_{d,v} = \frac{\frac{v_2'^2 - v^2}{2g}}{\frac{v_2'^2}{2g}} 100 = \left[1 - \left(\frac{v}{v_2'} \right)^2 \right] 100 \quad (14)$$

En flujo ideal, $\eta_{d,p} \equiv \eta_{d,v}$, mientras que en el real, y debido a la existencia de pérdidas, $\eta_{d,p} < \eta_{d,v}$. Evidentemente, $\eta_{d,v}$ no puede llegar en ningún caso al 100%, lo cual equivaldría a la inexistencia de energía cinética a la salida del difusor.

En la Figura II.56 se observa la transformación de presión habida en el difusor para flujos ideal y real, habiendo en este último caso pérdidas por rozamiento. Como se puede comprobar, la máxima eficacia del difusor es al principio; posteriormente, el hacerlo más largo apenas compensa el aumento de tamaño de la bomba si se compara con el aumento de energía de presión conseguida.

El estudio del difusor liso sin álabes, para geometrías diferentes de la vista en este punto, sería análogo al efectuado, teniendo que modificar solamente la forma de la ecuación de continuidad. Además, las trayectorias ya no serían espirales logarítmicas.

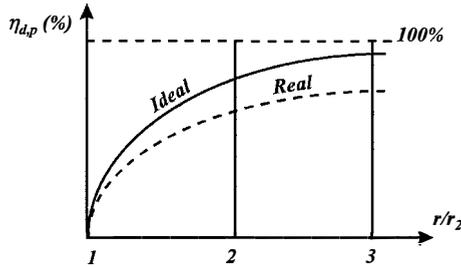


Figura II.56. Rendimiento del difusor con respecto de la presión.

3. El Difusor con Alabes o Aletas.

Puede ser en ocasiones interesante tratar de obtener una transformación más rápida de energía cinética en energía de presión que la dada con el difusor sin álabes. Hay que disponer, en este caso, unos álabes que disminuyan con mayor rapidez la referida velocidad, de modo que en este caso $r \cdot v_u$ ya no es constante, en tanto que a los álabes se les da un ángulo $\alpha(z)$ superior al α'_2 que es el que mantiene la trayectoria en forma de espiral logarítmica.

Vamos a analizar el difusor con álabes con las mismas hipótesis que el difusor del punto anterior. Conceptualmente ocurre lo que se explica a continuación. La componente meridiana v_m de la velocidad en una sección genérica del difusor, de radio r , disminuye al aumentar r (por la ecuación de continuidad). Y vemos en la Figura II.57 que para un v_m dado, el valor absoluto de la velocidad con álabes en el difusor, $v(z)$, es tanto menor cuanto mayor es el ángulo $\alpha(z)$ impuesto por el trazado de álabes. Comparando, pues, el triángulo de velocidades en uno y otro caso se concluye que para $\alpha(z) > \alpha \equiv \alpha'_2$, $v(z) < v$, indicando con (z) los valores para difusor con álabes.

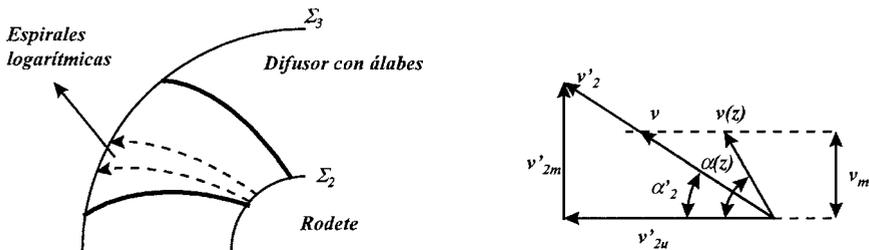


Figura II.57. Esquema del difusor con álabes.

La ecuación de continuidad nos da la ley de variación de la componente meridional, y en el caso de ancho b_d constante, viene dada, tenga o no álabes el difusor, por:

$$r v_m = r_2 v_{2'm} = C_2 \quad (15)$$

En el difusor con álabes, cuyo número oscila entre 5 y 12, el flujo a través de sus canales obedece las leyes de la Mecánica de Fluidos. Supongamos uno de estos canales, en el que se pueden distinguir tres zonas bien diferenciadas, señaladas en la Figura II.58:

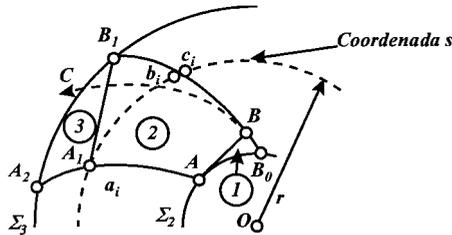


Figura II.58. Zonas en el canal entre álabes del difusor.

- **Zona 1.-** (A B B₀) entrada.
- **Zona 2.-** (A B B₁ A₁) Canal bien definido por el trazado de los álabes (zona intermedia).
- **Zona 3.-** (A₁ B₁ A₂) salida.

En la primera zona, y debido a que por la parte inferior el fluido no es guiado, se contornea B₀ B según la ley logarítmica, de modo que es calificada como inactiva puesto que no modifica en absoluto al flujo que se establecería en caso de no existir álabes.

En la segunda zona, el perfil del álabe se separa de la curva logarítmica (BC), sin punto anguloso ni discontinuidades, al objeto de asegurar una mayor difusión. En esta parte el canal está bien formado, creciendo las secciones en el sentido del flujo con objeto de conseguir la disminución de velocidad buscada. En esta parte se puede calcular la distribución de velocidades y presiones por medio de las ecuaciones deducidas en la Lección 6 (flujo en el interior de un rodete), pero teniendo en cuenta que ahora $\omega = 0$ porque el difusor está fijo. Estas expresiones serán:

$$\frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} = cte.$$

$$\frac{\partial v}{\partial n} - \frac{v}{R} = 0 \quad (16)$$

De la segunda de estas dos ecuaciones deducimos que las velocidades aumentan en sentido normal a la trayectoria, al contrario que en el rodete, donde disminuían por efecto de ω .

Si representamos en un diagrama las variaciones de presión y velocidad, tomando como abcisa un álabe rectificad, se obtienen las gráficas de la Figura II.59, que seguidamente comentamos.

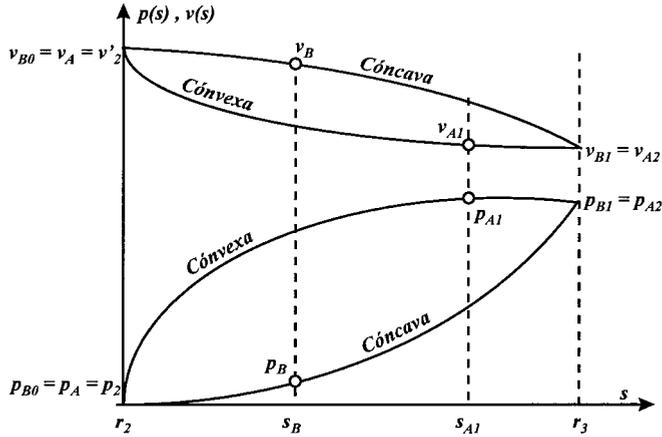


Figura II.59. Variaciones de presión y velocidad en álabes del difusor.

Dos puntos tales como A y B, que están sobre una misma línea de $n = cte.$, cumplirán la expresión:

$$\frac{\partial v}{\partial n} = \frac{v}{R} \tag{17}$$

de modo que $v_B < v_A$ y

$$p_e > p_A \tag{18}$$

De manera análoga se razonaría para indicar $v_{B1} < v_{A1}$ y por ello:

$$p_{e1} > p_{A1} \tag{19}$$

Pero si lo que se desea obtener es el dF que soporta un ds de álabe, tal como el representado en la Figura II.60, se deberán comparar las presiones en puntos tales como b_i y c_i que están sobre una misma circunferencia de radio r ; ello equivale a decir que están sobre un mismo valor de la coordenada s .

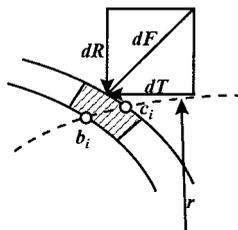


Figura II.60. Diferencial de esfuerzo en álabe del difusor.

Según la forma en que los álabes desvían las trayectorias naturales de los filetes fluidos (espiral logarítmica BC), fácilmente se comprende que las presiones en la parte cóncava del álabe serán

mayores que en la parte cóncava, lo cual se traduce en una relación inversa de velocidades, indicado todo ello en la Figura II.59.

El dF se descompone en un dR , radial, y en un dT , tangencial (Figura II.60); en definitiva, es esta última componente la que crea una acción sobre el álabe en forma de par estático y cuyo par inverso, actuando sobre el fluido, y en virtud del teorema de Euler, permite el crecimiento de $\alpha(z)$ con respecto de $\alpha \equiv \alpha'_2$.

Para concluir diremos que sólo las bombas de cierta entidad se dotan con difusores de este tipo.

4. Cálculo y Funcionamiento de la Voluta o Caracol.

A la salida del difusor, si lo hubiese, el fluido debe ser conducido por un conducto de sección recta circular (algunas veces rectangular o trapecial) hasta la sección de salida de la bomba, generalmente circular. Esta voluta, cámara espiral o caracol, Figura II.61, se encarga de ir recogiendo el caudal que sale del difusor, o del rodete, y conducirlo, a través de secciones cada vez mayores, hacia la salida de la bomba.

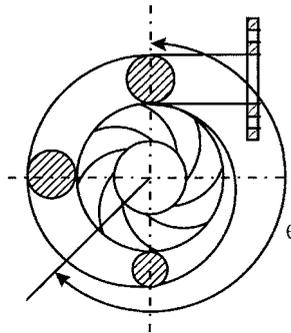


Figura II.61. Desarrollo de la cámara espiral.

Los criterios de cálculo de la voluta pueden ser los siguientes:

- Suponer velocidad media constante en cada sección recta de la voluta (en realidad, la componente circunferencial de la velocidad media). Esto significa que las secciones de la voluta aumentan en proporción a la distancia angular al punto de arranque, θ . El valor que adopta esta velocidad media se determina por criterios experimentales.
- Trazar a partir del arranque del caracol una línea de corriente que constituya el límite exterior en el caso de sección rectangular. Esta línea de corriente será una espiral logarítmica. Posteriormente, en caso de sección circular, se transformaría la sección rectangular en su equivalente circular.

- Que la periferia del caracol sea una línea de corriente en todos los casos. Este parece ser el método más racional y el que vamos a desarrollar a continuación.

Para el cálculo de la cámara espiral supondremos, como siempre, salida uniforme del difusor o bien del rodete, en caso de no existir difusor, y ausencia de pérdidas. Debido a que el caracol no tiene álabes se cumple la ley de áreas (teorema de Euler con variación nula del momento cinético), esto es:

$$v_u r = C_l = v_{ceu} r_{ce} \quad (20)$$

donde v_{ceu} es la componente tangencial de la velocidad y r_{ce} es el radio, ambos a la entrada de la cámara espiral, y que coinciden con los correspondientes valores a la salida del difusor, o a la salida del rodete en caso de no existir difusor.

En estas condiciones, para una sección tal como la representada en la Figura II.62, el caudal Q_θ que la atraviesa será todo el que ha penetrado al caracol por la periferia del rodete que abarca el ángulo θ . Este caudal será:

$$Q_\theta = \frac{\theta}{2\pi} Q_o \quad (21)$$

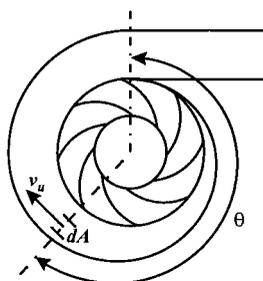


Figura II.62. Sección genérica en la cámara espiral.

siendo Q_o el caudal de diseño del caracol, y que a efectos prácticos vendrá a ser el caudal útil de diseño del rodete (aunque esto no tiene por qué suceder siempre). Por la ecuación de continuidad, tendremos:

$$\frac{\theta}{2\pi} Q_o = \int_{A_\theta} v_u dA = \int_{A_\theta} v_u b_c(r) dr \quad (22)$$

Teniendo presente las características de la bomba, obtendremos:

$$\frac{\theta}{2\pi} Q_o = v_{ceu} r_{ce} \int_{A_\theta} \frac{b_c(r)}{r} dr \quad (23)$$

que nos da la ley de diseño del caracol en general, definiendo $b_c(r)$ en función del tipo de sección recta considerada.

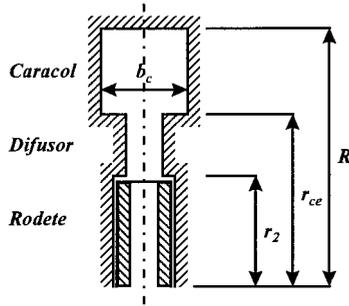


Figura II.63. Cámara espiral de sección rectangular.

Para sección rectangular del caracol, Figura II.63, ancho constante $b(r) = b_c$, obtendremos:

$$\frac{\theta}{2\pi} Q_0 = v_{ceu} r_{ce} b_c \int_{r_{ce}}^R \frac{dr}{r} \quad (24)$$

siendo r_{ce} el radio del caracol a la entrada y R la posición de la arista exterior de A_θ , respecto del eje de rotación. Resolviendo esta integral, resulta:

$$R = r_{ce} \exp \left[\frac{Q_0 \theta}{2\pi b_c v_{ceu} r_{ce}} \right] \quad (25)$$

que nos da la ley $R = R(\theta)$ que andábamos buscando.

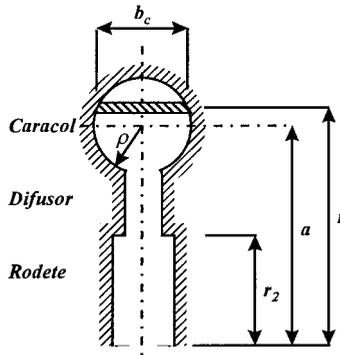


Figura II.64. Cámara espiral de sección circular.

Si la sección es circular se cumplirá que b_c no es constante, sino que depende de r . Tendremos, según observamos en la Figura II.64,

$$\left(\frac{b_c}{2} \right)^2 + (r - a)^2 = \rho^2 \quad ; \quad b_c = 2 \sqrt{\rho^2 - (r - a)^2} \quad (26)$$

y la expresión de diseño del caracol quedará:

$$\frac{\theta}{2\pi} Q_0 = 2 v_{ceu} r_{ce} \int_{a-\rho}^{a+\rho} \frac{\sqrt{\rho^2 - (r-a)^2}}{r} dr \quad (27)$$

siendo a la distancia del centro de la sección recta del caracol al eje de rotación, y ρ el radio del círculo que constituye la sección recta.

Resolviendo la integral quedará:

$$2\pi \left(a - \sqrt{a^2 - \rho^2} \right) = \frac{Q_0 \theta}{2\pi v_{ceu} r_{ce}} \quad (28)$$

y eliminando el parámetro a se puede escribir:

$$\rho = \frac{Q_0 \theta}{4\pi^2 v_{ceu} r_{ce}} + \sqrt{\frac{2 Q_0 \theta}{4\pi^2 v_{ceu}}} \quad (29)$$

con

$$a = r_{ce} + \rho \quad (30)$$

En definitiva, dando valores a θ , obtenemos los correspondientes de ρ y a .

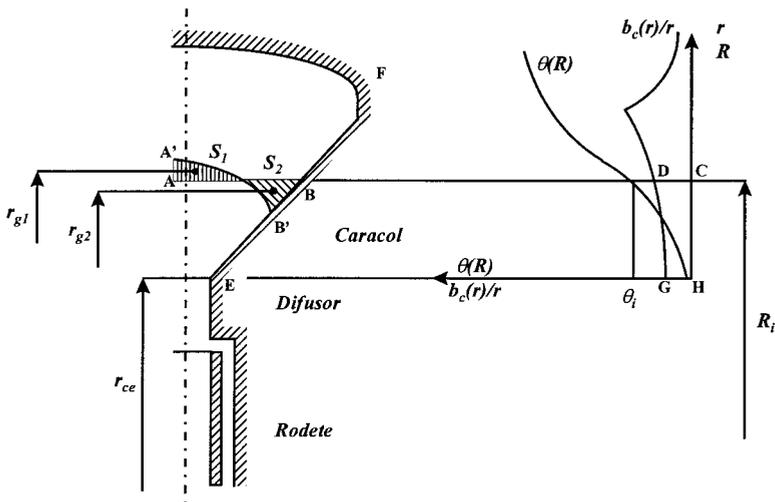


Figura II.65. Cámara espiral definida por superficies de revolución cualesquiera.

La ecuación de diseño del caracol se puede resolver para un perfil definido por superficies de revolución cualesquiera de la siguiente manera, escribiendo dicha ecuación como:

$$\theta = K \int_{r_{ce}}^R \frac{b_c(r)}{r} dr \quad ; \quad K = \frac{2\pi v_{ceu} r_{ce}}{Q_0} \quad (31)$$

Después de haber trazado el perfil EBF de la pared de revolución lateral, Figura II.65, se traza la curva que tiene b_c/r como ordenadas y r como abscisas. La superficie GHCD de esta curva,

comprendida entre la ordenada de r_{ce} y la de un radio cualquiera R_i , representa el valor de la integral:

$$Superf.(GHCD) = \int_{r_{ce}}^{R_i} \frac{b_c(r)}{r} dr \quad (32)$$

y de la expresión anterior podemos determinar el valor de θ_i que le corresponde a la sección de radio exterior R_i que estamos considerando. De esta manera podemos trazar la curva $\theta = \theta(R)$, y sacar los valores de R correspondientes a valores de θ comprendidos entre 0 y 2π .

Finalmente, la arista viva AB se sustituye por la curva A'B' más suave, de forma que las áreas S_1 y S_2 correspondan al mismo caudal. El caudal por el caracol lo proporciona v_u , y tomando valores v_{u1} y v_{u2} representativos de v_u en S_1 y S_2 , de manera que se cumpla la ley de áreas:

$$v_{u1} r_{g1} = v_{u2} r_{g2}$$

siendo r_{g1} y r_{g2} el radio del centro de gravedad de S_1 y S_2 , se cumplirá:

$$\frac{Q_{s1}}{S_1} r_{g1} = \frac{Q_{s2}}{S_2} r_{g2} \quad ; \quad Q_{s1} \equiv Q_{s2} \quad (33)$$

De aquí se concluye que las superficies S_1 y S_2 deberán cumplir la relación:

$$\frac{S_1}{r_{g1}} = \frac{S_2}{r_{g2}} \quad (34)$$

5. El Empuje Axial. Soluciones.

Es evidente que para dimensionar el eje de una bomba es fundamental calcular las sollicitaciones a que está sometido. Desde el punto de vista hidráulico, que es el que en nuestro caso interesa, estas sollicitaciones son debidas, por una parte, al cambio de dirección del fluido entre entrada y salida del rodete, y por otra, a las presiones que se le comunican al fluido y que actúan, también, sobre el rodete.

Estas acciones se traducen en un esfuerzo en sentido radial y otro en sentido axial sobre el eje de accionamiento. En bombas centrífugas, y debido a la simetría del rodete, los esfuerzos radiales se compensan y prácticamente su resultante es despreciable, mientras que las sollicitaciones axiales dan origen a una resultante, en sentido axial, cuyo cálculo es el objeto del presente punto.

Supongamos el rodete de una bomba centrífuga, junto con su eje de accionamiento, como se indica en la Figura II.66. Sobre este conjunto tomaremos un volumen de control como el indicado, que abarca todo el rodete y su eje de accionamiento. Se indica, además, la dirección

axial adoptada como positiva, siendo ésta de derecha a izquierda. Supondremos, para simplificar, rendimiento volumétrico de la bomba $\eta_v = 1$, por lo que $Q = Q_r$.

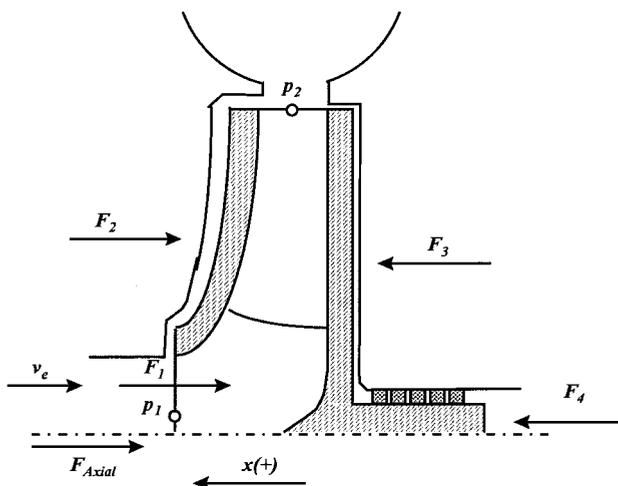


Figura II.66. Esfuerzos axiales sobre el conjunto rodete-eje de accionamiento.

Aplicando la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento al volumen de control adoptado, tendremos:

$$\sum F_{ext,vc} = \frac{\partial}{\partial t} (M_{vc}) + \iint_{SC} \rho v (v \cdot dA) \quad (35)$$

de la que, por solo tener interés la componente en dirección x y ser un movimiento permanente, podremos escribir

$$\sum F_{ext,vc} = \iint_{SC} \rho v (v \cdot dA) \quad (36)$$

El primer miembro de esta expresión se puede poner como:

$$\sum F_{ext,x} = \sum F_p - F_{axial} \quad (37)$$

siendo $\sum F_p$ la suma de esfuerzos debidos a las presiones actuantes sobre el volumen de control y F_{axial} el ejercido por el fluido el empuje axial sobre el eje.

El segundo miembro proporciona:

$$\iint_{SC} \rho \cdot v_x (v \cdot dA) = \rho \cdot Q_r (v_{x,2} - v_{x,1}) \quad (38)$$

siendo $v_{x,2}$ la componente axial de la velocidad de salida del volumen de control y $v_{x,1}$ la correspondiente a la velocidad de entrada. Por ser una bomba centrífuga su salida está contenida en un plano radial, por lo que $v_{x,2} = 0$. La velocidad de entrada al volumen de control es axial, en dirección contraria a las x positivas y de valor v_e , por lo que:

$$v_{x,l} = -v_e, \quad \text{siendo} \quad v_e = \frac{4Q}{\pi D_i^2} \quad (39)$$

La ecuación de conservación de la cantidad de movimiento dará origen a la expresión:

$$\sum F_p - F_{axial} = \rho Q v_e \quad (50)$$

o bien, el esfuerzo axial sobre el eje tendrá la forma

$$F_{axial} = \sum F_p - \rho Q v_e \quad (51)$$

siendo $\sum F_p$ un esfuerzo estático, debido a las presiones, y $\rho Q v_e$ un esfuerzo dinámico, debido al cambio de dirección y velocidad del fluido.

El esfuerzo estático se puede descomponer en los siguientes valores, teniendo en cuenta el sentido de $x(+)$:

- F_1 (negativo), debido a la presión a la entrada del rodete, de valor:

$$F_1 = p_1 \frac{\pi D_i^2}{4} \quad (52)$$

- F_2 (negativo), debido a la distribución de presiones del fluido existente entre el disco anterior y la carcasa. Esta distribución de presiones es debida al giro como vórtice forzado del fluido que llena dicho entrehierro, y cuya representación gráfica aparece en la Figura II.67. Los valores de h_A y h_{BC} son, respectivamente, las caídas de presión en las singularidades A y B.

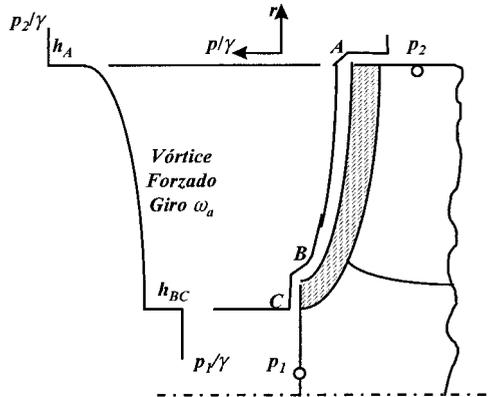


Figura II.67. Distribución de presiones sobre el disco anterior del rodete.

El esfuerzo F_2 se podrá evaluar como:

$$F_2 = \gamma \int_{r_1}^{r_2} \frac{p(r)}{\gamma} dA = \gamma \int_{r_1}^{r_2} \left[\frac{p_2}{\gamma} - h_A - \frac{\omega_a^2}{2g} (r_2^2 - r^2) \right] 2\pi r dr \quad (53)$$

siendo ω_b el giro como vórtice forzado del fluido que llena el entrehierro anterior.

- F_3 (positivo), debido a la distribución de presiones del fluido existente entre disco posterior y carcasa. Es análogo al caso de F_2 , con giro como vórtice forzado de valor ω_p , y cuya representación se indica en la Figura II.68. Los valores de h_D y h_E son, respectivamente, las caídas de presión en la singularidad D y prensaestopas E.

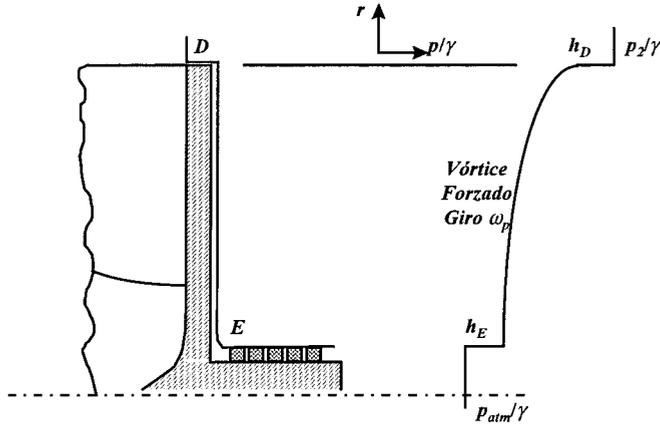


Figura II.68. Distribución de presiones sobre el disco posterior del rodete.

El esfuerzo F_3 se podrá evaluar como:

$$F_3 = \gamma \int_{r_0}^{r_2} \frac{p(r)}{\gamma} dA = \gamma \int_{r_0}^{r_2} \left[\frac{p_2}{\gamma} - h_D - \frac{\omega_p^2}{2g} (r_2^2 - r^2) \right] 2\pi r dr \quad (54)$$

siendo r_0 el radio del eje.

- F_4 (positivo), debido a la presión atmosférica actuando sobre el extremo del eje, de valor:

$$F_4 = p_{atm} \frac{\pi D_0^2}{4} \quad (55)$$

En resumen, el esfuerzo axial sobre el eje responderá a la expresión:

$$F_{axial} = \gamma \int_{r_0}^{r_2} \left[\frac{p_2}{\gamma} - h_D - \frac{\omega_p^2}{2g} (r_2^2 - r^2) \right] 2\pi r dr + p_{atm} \frac{\pi D_0^2}{4} - \gamma \int_{r_1}^{r_2} \left[\frac{p_2}{\gamma} - h_A - \frac{\omega_a^2}{2g} (r_2^2 - r^2) \right] 2\pi r dr - p_1 \frac{\pi D_1^2}{4} - \rho Q v_c \quad (58)$$

pudiendo hacer uso de las presiones bien en valores absolutos o bien en valores relativos.

Si se quisiese soportar el empuje axial ejercido sobre el rodete mediante una superficie de apoyo, ésta tendría, para grandes alturas de elevación, unas dimensiones considerables siendo, además, inadmisibles las pérdidas por rozamiento. Debido a ello se acostumbra a compensar

el empuje axial mediante una fuerza hidráulica de sentido contrario. El procedimiento más sencillo consiste en el empleo de rodetes de doble aspiración, Figura II.69, con lo que las superficies de presión se equilibran por completo si las dimensiones de ambas caras del rodete son exactamente idénticas.

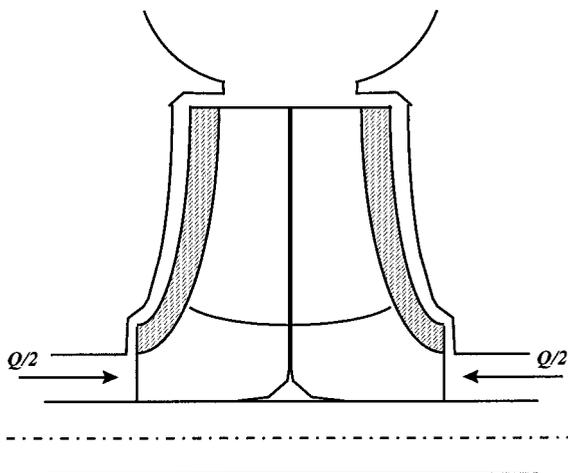


Figura II.69. Esquema del rodete de doble aspiración.

Otra solución a adoptar es situar rodetes de simple entrada en oposición, con una distribución simétrica a lo largo del mismo eje de accionamiento. De esta manera, el empuje axial es equilibrado en su conjunto.

Sin recurrir a la disposición de doble entrada, en rodetes únicos, se puede lograr el equilibrado proveyendo al rodete de un anillo de equilibrado dispuesto entre el disco posterior y la carcasa, Figura II.70, y situando orificios en dicho disco junto al cubo del rodete. La presión detrás de dichos orificios será mayor que la de la entrada del rodete, por la pérdida volumétrica a través de los mismos. Esta dependerá de la posición de los orificios, aunque esta influencia es de poca entidad. La diferencia de presión se disminuye haciendo los orificios lo más grandes posible y redondeándolos en el dorso del rodete.

Todos los dispositivos comentados no pueden asegurar el equilibrado completo del empuje axial, aunque su ejecución sea cuidadosa, puesto que, aún en la construcción más delicada, los juegos son siempre desiguales y las diferencias de desgaste incrementan todavía más los empujes iniciales. En consecuencia, es inevitable establecer un dispositivo de empuje adecuado, que en las bombas pequeñas de una sola fase puede ser un sencillo cojinete de empuje.

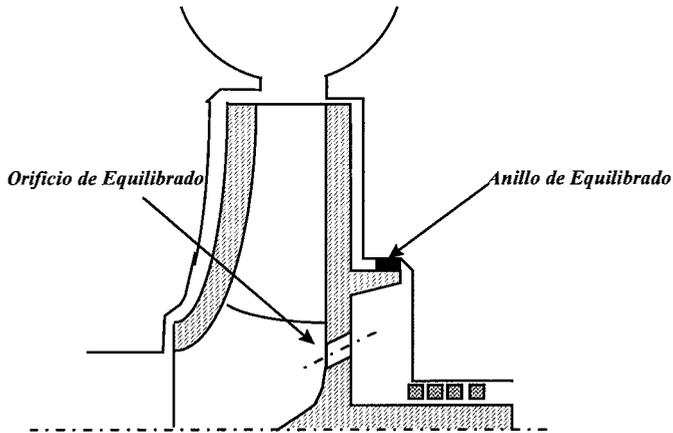


Figura II.70. Anillo y orificios de equilibrado.

Para suprimir el cojinete se emplea, en bombas grandes multicelulares, un dispositivo especial de equilibrado que consiste en un disco que gira con el eje y está sometido a la presión engendrada por la bomba, Figura II.71. Este disco D de equilibrado se dispone en un extremo del árbol y con él se puede realizar el equilibrado de una forma automática. En efecto, la pérdida en el huelgo A introduce una diferencia de presiones entre las caras I y II del disco, que dan lugar a una fuerza contraria a la del empuje axial sobre el eje.

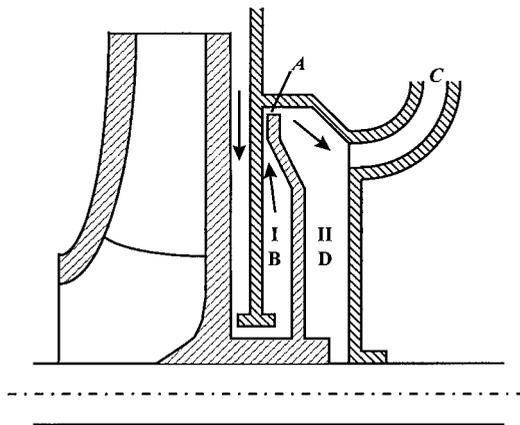


Figura II.71. Disco de equilibrado en bombas grandes multicelulares.

Un desequilibrio accidental desplazaría el eje, y con él los rodetes y el disco, en un sentido u otro, variando así la holgura en A y con ello la diferencia de presiones, de modo tal que se tiende a recuperar el equilibrio. La misión del huelgo B es limitar el caudal de fugas; éste es conducido de nuevo a la aspiración a través del conducto C.

6. Particularidades de las Bombas Multicelulares.

Cuando se desean obtener alturas importantes que sobrepasan las posibilidades de un solo rodete centrífugo, no hay más solución que utilizar las bombas centrífugas multicelulares. En teoría, cualquier altura de presión es alcanzable con un solo rodete, a base de aumentar las dimensiones y la velocidad de giro. Pero es evidente que las dificultades constructivas sí existen y limitan el tamaño del rodete. Existen, por otra parte, aplicaciones en las cuales las dimensiones del cuerpo de bomba están limitadas como, por ejemplo, en las bombas de pozo profundo, cuyo diámetro de perforación es pequeño (0,40+0,50 m) y las alturas de elevación grandes (200 m ó más), con tamaños de rodete pequeños. No hay más solución que asociar los rodetes en serie, acoplados todos al mismo eje, estando el motor de accionamiento sumergido en la parte inferior de la bomba por cuestiones de refrigeración. El caudal, según la riqueza del pozo, puede llegar a sobrepasar los 0,20 m³/s.

Se distinguen, en principio, dos formas de ejecución de bombas multicelulares, a saber, el tipo de "cuerpo de bomba único" y el de "células independientes". En el primero, que es el más antiguo, se reúnen en una sola carcasa todas las fases; esta carcasa estará partida por un plano horizontal que pasa por el eje de giro, con objeto de facilitar el montaje de rodetes. En el tipo de células independientes, cada fase puede considerarse como una bomba individual, estando el conjunto de rodetes acoplados al mismo eje y las carcasas unidas entre sí mediante tirantes de acero o pernos de sujeción individual. El conjunto de todas las fases se completa con las correspondientes piezas de aspiración e impulsión situadas cada una en el extremo correspondiente de la máquina. Esta disposición tiene la ventaja de que, al ser las células iguales, se puede aumentar a voluntad el número de fases, dependiendo de la altura total que se desea conseguir; sin embargo, hay que comprobar la estanqueidad de cada fase por separado.

En cuanto a la compensación del fuerte empuje axial que debe producirse en bombas multicelulares, los dispositivos que se pueden adoptar, ya comentados en el punto anterior, pueden ser los siguientes:

- Disponer los rodetes en oposición. Caso de existir número impar, se puede compensar mecánicamente el empuje resultante.
- Disponer anillos y orificios de equilibrado en el disco posterior de cada rodete, en el caso de bombas de pozo, por ejemplo.
- Disponer disco de equilibrado en el extremo del eje de accionamiento.

MÁQUINAS HIDRÁULICAS

III. Estudio de las Bombas Axiales y Helicocentrífugas



**Grupo
Mecánica
de Fluidos**

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

ESTUDIO DE LAS BOMBAS AXIALES Y HELICOCENTRÍFUGAS

*LECCIÓN 10 Comportamiento de un filete sobre un perfil aislado.***1. Introducción.**

En las lecciones precedentes se ha desarrollado toda una serie de cuestiones comunes a las TMH, además de un análisis detallado de las bombas centrífugas. Sin embargo, algunos aspectos que pudieran parecer específicos de estas últimas también son de utilidad en el estudio de las bombas axiales como, por ejemplo, la cuestión de rendimientos. Disponemos, pues, de un buen bagaje para adentrarnos en el estudio de estas turbomáquinas, cuya complejidad conceptual es notablemente superior al de las centrífugas.

Es importante destacar la circunstancia de que el campo de utilización de las bombas centrífugas y axiales está perfectamente delimitado y sin ningún tipo de solapes. Entre ambas se encuentran las bombas helicocentrífugas, a las que al final nos referiremos brevemente. Quien nos conduce de unas a otras es el valor del número específico de revoluciones, n_q , que, como se verá en la Unidad IV, depende directamente de N y de Q , e inversamente de $H^{3/4}$. Los valores de Q y H están fijados por las características de la instalación, en tanto que sobre N se dispone de una cierta capacidad de maniobra aunque dependiendo del número de pares de polos de motor eléctrico. Como veremos, las bombas axiales se corresponden con valores altos de n_q , lo que implica un caudal notable frente a una altura pequeña.

La característica más importante de las bombas axiales, y que condiciona todo su estudio, se deriva del hecho de que los filetes fluidos que lo atraviesan son distintos en función de la distancia al eje de giro de la máquina. En consecuencia, los triángulos de velocidad, el caudal diferencial y la altura difieren de un filete a otro, por lo que su análisis requiere hacer el estudio de la máquina filete a filete, esto es, por capas axisimétricas respecto al eje de la bomba. Por tanto, un elemento de fluido lo constituirá una corona circular de superficie $2 \cdot r \cdot dr$, con una altura igual al paso del álabe en ese punto.

La instalación general de una bomba axial (Figura III.1) consta de una brida de entrada C, la bomba R y un difusor con álabes r a la salida de la bomba, unidos al cubo M y a la carcasa exterior. Como la velocidad axial al salir de r es normalmente elevada, se reduce su valor por medio de un difusor axial D (sin álabes) y, por último, un codo E permite el paso del eje de accionamiento para su acoplamiento con el motor de arrastre.

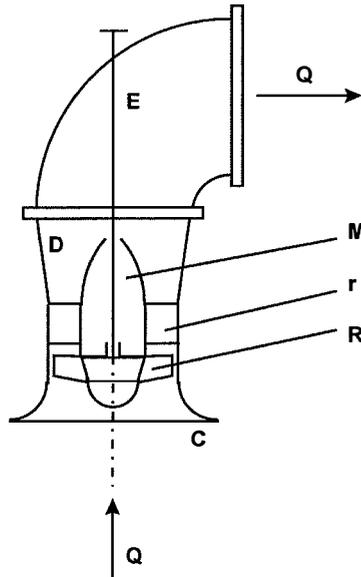


Figura III.1. Instalación General de una bomba Axial.

Para el estudio de cada filete se adoptará el punto de vista de que el flujo rodea a las secciones producidas en los álabes por la superficie cilíndrica que contiene dicho filete, en lugar de suponer que viene confinado por las referidas secciones, debido a la gran amplitud de los canales en relación con la longitud de éstos.

2. Estudio Teórico de un Filete.

Para el estudio teórico de un filete en una bomba axial se van a hacer las siguientes hipótesis de partida:

- El movimiento de las partículas a través del rodete es helicoidal, desarrollándose a lo largo de un anillo cilíndrico coaxial con el eje. Su justificación exige un equilibrio radial de filetes, y éste a su vez una salida uniforme, como más adelante demostraremos. En rigor, esto podrá ser válido únicamente para un punto de funcionamiento de la bomba.
- Se admite una entrada exenta de componente giratoria, es decir, el fluido a la entrada tiene un movimiento exclusivamente axial. Ello equivale, como en las bombas centrífugas, a eliminar el término sustractivo de la ecuación de Euler. Cuando la entrada va precedida de un codo, esta hipótesis puede fallar.
- El flujo es ideal en este estudio (más adelante abandonaremos esta hipótesis).

Para estudiar un filete fluido hay que tomar el anillo cilíndrico y rectificarlo, de manera que el resultado se asemeja al flujo alrededor de un perfil enrejado correspondiente a las secciones producidas en los álabes por la superficie cilíndrica. La Figura III.2, que muestra una bomba

axial provista de difusor, proyectada sobre un plano paralelo al eje, permite aclarar lo que estamos diciendo. Asimismo, se han representado los triángulos de velocidades a la entrada de la bomba y a la salida, coincidiendo este último con la entrada al difusor con álabes. La misión de este difusor es recuperar la componente tangencial de la velocidad a la salida de la bomba, de tal manera que a su salida el flujo sólo tenga componente axial.

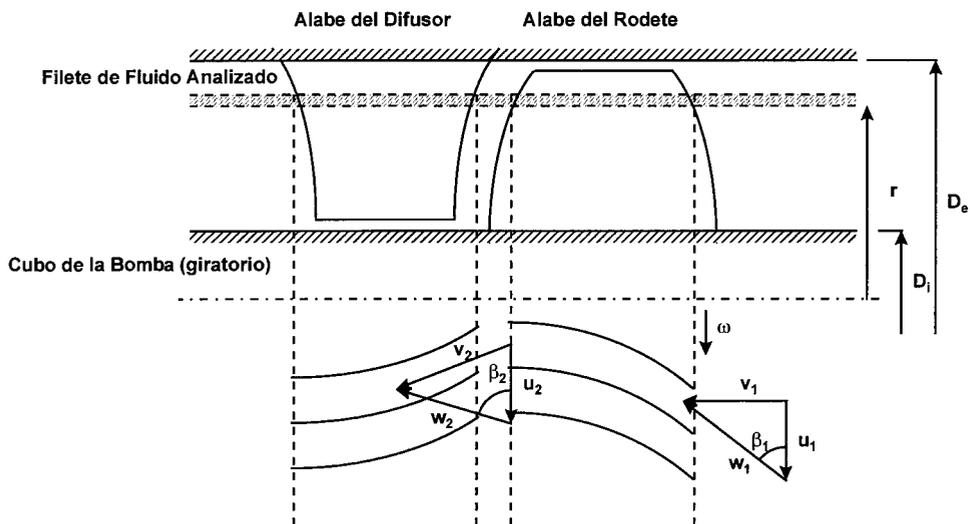


Figura III.2. Sección de una Bomba Axial por un Plano que contiene el Eje de Accionamiento.

Veamos ahora la construcción de estos triángulos de velocidad:

Entrada de la bomba. Conociendo el caudal, así como los diámetros máximo (D_e) y mínimo (D_i) de la bomba, la velocidad absoluta de entrada supuesta uniforme valdrá:

$$v_1 = \frac{4Q}{\pi(D_e^2 - D_i^2)} \quad (1)$$

siendo la velocidad de rotación ω conocida y habiendo tomado el filete fluido sobre un anillo cilíndrico de radio r , la velocidad de arrastre valdrá:

$$u_1 = \omega \cdot r = \frac{2\pi r N}{60} \quad (2)$$

y que permanece constante a lo largo del filete fluido cuando éste atraviesa la bomba. La velocidad relativa, w_1 , queda definida por la diferencia vectorial de los precedentes, dando origen a su vez al ángulo β_1 ; el álabe deberá tener, pues, un ángulo β_1 tal que w_1 resulte tangente para el caudal de diseño.

Salida de bomba. En el triángulo de salida, $v_{2m} = v_{1m} \equiv v_1$ cuando el flujo de salida es uniforme y los filetes se encuentran sobre un anillo cilíndrico, que es nuestro caso. La velocidad de arrastre coincidirá con la anterior, $u_2 = \omega r = u_1$, que se obtiene conociendo N . Falta por definir v_{2u} para que el triángulo de salida quede constituido; pero esta componente de la velocidad absoluta está relacionada con la H_t comunicada a la partícula que recorre el filete fluido. Vamos a ver la relación entre ambas.

En la práctica, los triángulos de velocidad suelen superponerse, al coincidir v_1 con v_{2m} y u_1 con u_2 ; esta superposición se indica en la figura. Vamos a establecer la ecuación de la energía para un filete de una máquina axial.

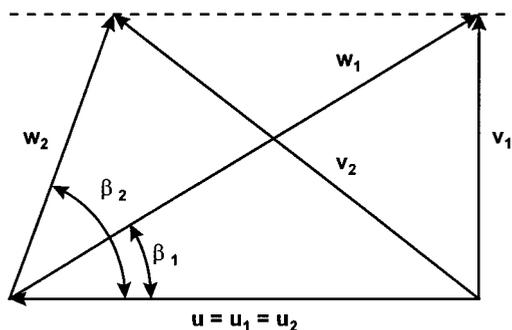


Figura III.3. Superposición de los Triángulos de Velocidad a la Entrada y a la salida del Rodete, para un filete de una Bomba Axial.

La ecuación de Bernoulli en movimiento relativo es válida para el interior de cualquier turbomáquina hidráulica. En particular, para una turbomáquina axial, tanto las fuerzas centrífugas con las de Coriolis resultan normales a la superficie del movimiento. Las fuerzas de inercia debidas a la aceleración convectiva deben equilibrarse con las de presión, y queda:

$$\frac{p_2}{\gamma} + \frac{w_2^2}{2g} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2}{2g} \Rightarrow H_p = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} \quad (3)$$

que nos da la altura de presión creada por el rodete. Así, el término más importante que contribuye al aumento de presión en las bombas centrífugas, $(u_2^2 - u_1^2)/2g$, es nulo en las axiales. Por eso éstas no pueden dar grandes alturas.

En definitiva, para conseguir cierta presión no cabe más que hacer grande la diferencia $(\omega_1^2 - \omega_2^2)$; ahora bien, puesto que $\delta p / \delta x > 0$, habrá tendencia al despegue. Para evitarlo hay que limitar la $\delta p / \delta x$, esto es, la diferencia $(\omega_1^2 - \omega_2^2)$. Esta contraposición se soslaya en la práctica adoptando grandes valores de ω_1 y ω_2 , por lo que, con una pequeña diferencia $\omega_1 - \omega_2$ podemos tener un gran valor de $(\omega_1^2 - \omega_2^2)$. Ello exige una velocidad de giro N elevada (1.500 ó 3000 rpm) y ángulos β_1 y β_2 para evitar un cambio brusco de dirección, disminuyendo así la posibilidad de que aparezca la separación del filete fluido con el álabe.

La altura dinámica creada por el rodete para el filete considerado tiene la forma:

$$H_d = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} = \frac{v_{2u}^2 + v_{2m}^2 - v_1^2}{2g} = \frac{v_{2u}^2}{2g} \quad (4)$$

mientras que la altura de presión se puede desarrollar como:

$$H_p = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} = \frac{v_1^2 + u_1^2 - [(u_2 - v_{2u})^2 + v_1^2]}{2g} = \frac{2u_2v_{2u} - v_{2u}^2}{2g} \quad (5)$$

La altura teórica que proporciona el rodete para el filete considerado será, por tanto,

$$H_t = H_p + H_d = \frac{2u_2v_{2u} - v_{2u}^2}{2g} + \frac{v_{2u}^2}{2g} = \frac{u_2v_{2u}}{g} \quad (6)$$

Así pues, la misma expresión de Euler resulta aplicable para cualquier filete de una máquina axial. De aquí deducimos otra conclusión importante: si diseñamos una bomba axial para que H_t sea la misma en todos los filetes (equilibrado de los filetes), en los más externos u_2 deberá aumentar y por tanto v_{2u} también; conforme al triángulo de salida, β_2 disminuirá y también lo hará β_1 y por tanto los perfiles resultarán más perpendiculares al eje. Este hecho es el que justifica al torsionado de los álabes, tanto para el rodete como para el difusor.

El filete más desfavorable resultará ser el más interno, pues al ser menor el valor de u_2 tiene que aumentar v_{2u} y resultan w_1 y w_2 menores. Además, β_1 y β_2 son mayores. El cambio de w_2 respecto de w_1 es el más acusado tanto en módulo como en dirección, y de aquí que sea el filete más propenso a los despegos.

En cuanto al grado de reactividad teórico, éste va a diferir de un filete a otro. Su expresión resulta análoga a la de las bombas centrífugas,

$$G_t = \frac{H_p}{H_t} = \frac{\frac{2u_2v_{2u} - v_{2u}^2}{2g}}{\frac{u_2v_{2u}}{2g}} = 1 - \frac{v_{2u}}{2u_2} \quad (7)$$

sobre los triángulos de velocidad superpuestos, podemos ver que esta expresión coincide con

$$G_t = 1 - \frac{\overline{NB}}{AB} = \frac{\overline{AN}}{AB} \quad (8)$$

siendo N el punto intermedio entre M y B.

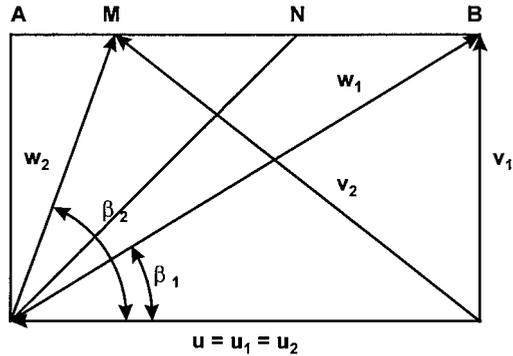


Figura III.4. Superposición de Triángulos de Velocidad para determinar el valor G_r .

Obviamente, de una y otra definición se deduce que G_r tiende a 1 hacia el exterior de las palas y disminuye hacia su entronque con el cubo. En cualquier caso, los valores medios de G_r son siempre altos en este tipo de bombas, normalmente superiores a 0.85, por lo que a veces, con $v_{2u} \ll u_2$, el difusor se omite.

El difusor cuando se instala, tiene por misión anular la componente circunferencial v_{2u} que adquiere el flujo al pasar por el rodete, cosa que en el mejor de los casos únicamente se puede conseguir rigurosamente para el caudal de diseño. El módulo de la velocidad de salida cumplirá

$$|\vec{v}_3| = |\vec{v}_1| = v_{1m} = v_{2m} = v_{3m} \quad (9)$$

de modo que se consigue que el flujo abandone el difusor con velocidad exclusivamente axial, esto es, desprovisto de toda componente circunferencial. El cálculo de los álabes del difusor es totalmente análogo al de los álabes del rodete, salvo que en el primer caso se trabaja con velocidades absolutas, y en el segundo con relativas.

Hasta ahora hemos supuesto que todas las trayectorias de las partículas que configuran un filete son idénticas, siendo los triángulos de velocidad a los que nos hemos referido desde un principio los efectivos. La H_t de Euler que hemos determinado se refiere, pues, a la $H_{t,z}$ (la $H_{t,\infty}$ no la emplearemos aquí para nada; de aquí la simplificación de la nomenclatura: $H_t \leftrightarrow H_{t,z}$, $\beta_2 \leftrightarrow \beta'_2$). En realidad físicamente cada partícula describirá una trayectoria distinta de las demás que constituyen el filete, con ángulos β_2 y triángulos de velocidad distintos, siendo el triángulo efectivo una "media ponderada" de todos ellos.

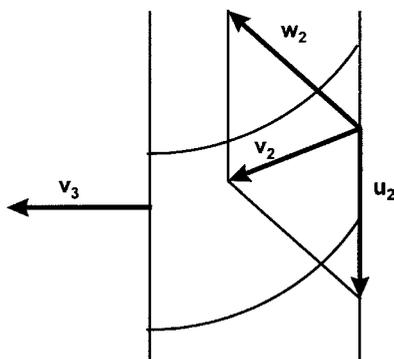


Figura III.5. Triángulos de Velocidad a la Entrada y a la Salida del Difusor.

En particular, al ángulo físico de salida del álabe (borde de fuga), lo llamaremos β_2^* y apenas nos referiremos a él, pues para determinar el triángulo efectivo una vez perfilados los álabes, en lugar de partir del triángulo teórico que resultaría de tomar $\beta_2 = \beta_2^*$ y aplicar una teoría de desviación semejante a la de Pfeleiderer, lo que haremos será determinar directamente éste a partir de la teoría de los perfiles enrejados, que a continuación se desarrolla. Lo primero tendría sentido si estudiásemos el flujo como discurriendo entre dos perfiles, es decir, por un canal; sin embargo, lo que estamos haciendo es consecuencia de estudiar el flujo como si rodeara a los perfiles.

3. Aplicación de la Teoría del Perfil Enrejado a las Bombas Axiales.

Vamos a desarrollar primeramente las relaciones que existen entre los triángulos de esfuerzos sobre un perfil y los triángulos de velocidad. En el punto siguiente estudiaremos la relación entre los coeficientes de sustentación y arrastre C_z y C_x de un perfil y los triángulos de esfuerzos, para ligar así estos coeficientes con los triángulos de velocidad, en el caso real e ideal, que es lo que se persigue.

Comenzaremos recordando los esfuerzos que actúan sobre una cascada de álabes bidimensional fija cuando sobre ellos incide un flujo de velocidad v_1 y ángulo α_1 y, como consecuencia de la desviación que le producen los álabes, sale con velocidad v_2 y ángulo α_2 .

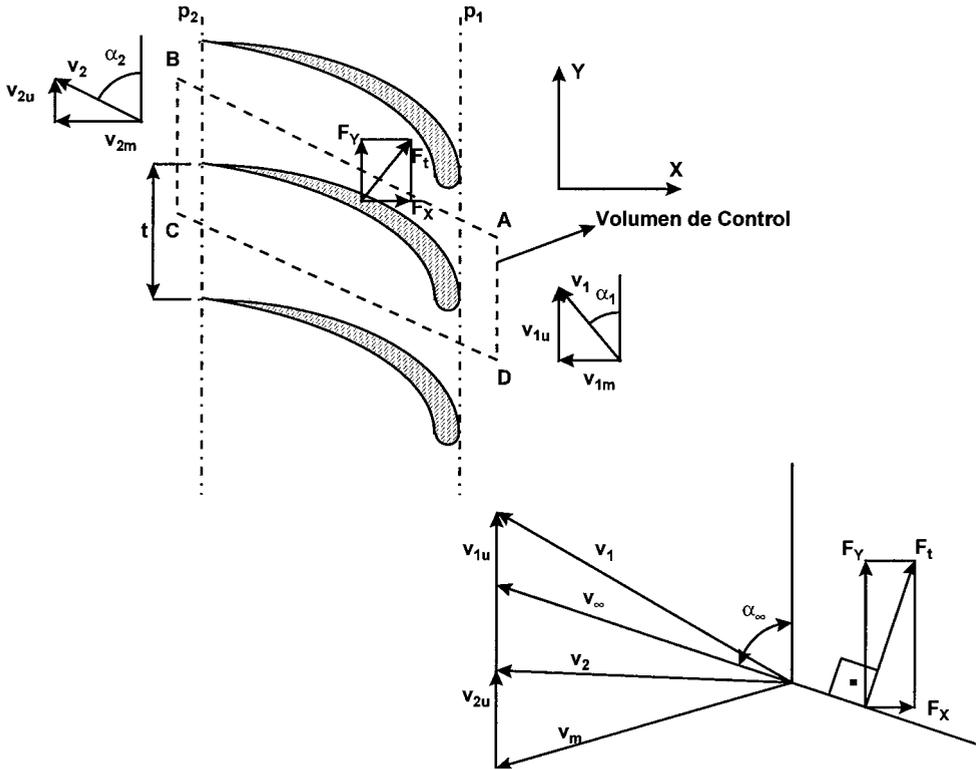


Figura III.6. Cascada de álabes bidimensional fija.

Tomemos los ejes X e Y como indica la Figura III.6. Sean F_X y F_Y las acciones del fluido por metro de profundidad, sobre los contornos y p_1 y p_2 las presiones antes y después de los álabes. El volumen de control será el indicado, donde AB y CD son líneas intermedias del canal, ambas idénticas; $AD = BC$ es igual al paso entre álabes, t .

Aplicando la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento al volumen de control en dirección X obtendremos:

$$\begin{aligned}
 -F_X + p_2 \cdot t - p_1 \cdot t + \bar{p}(CD)_Y - \bar{p}(AB)_Y &= \rho \Delta Q (v_{1m} - v_{2m}) = 0 \\
 \Rightarrow F_X &= (p_2 - p_1) \cdot t
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

y por la ecuación de Bernoulli,

$$\begin{aligned}
 F_X &= \rho \frac{v_1^2 - v_2^2}{2} t = \rho \frac{v_{1u}^2 - v_{2u}^2}{2} t = \rho \frac{v_{1u} + v_{2u}}{2} (v_{1u} - v_{2u}) t = \\
 &= \rho v_{\infty} (v_{1u} - v_{2u}) t
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

La circulación del vector velocidad a lo largo del contorno del volumen de control se puede poner como

$$\Gamma = \Gamma_{AB} + \Gamma_{BC} + \Gamma_{CD} + \Gamma_{DA} = -v_{2u} t + v_{1u} t = (v_{1u} - v_{2u}) t
 \tag{12}$$

y se puede poner,

$$F_X = \rho v_{\infty u} \Gamma \quad (13)$$

La conservación de la cantidad de movimiento en dirección Y será:

$$-F_Y + \bar{p} (CD)_X - \bar{p} (AB)_X = \rho \Delta Q (v_{2u} - v_{1u}) \quad (14)$$

de donde,

$$F_Y = \rho \Delta Q (v_{1u} - v_{2u}) = \rho v_m t (v_{1u} - v_{2u}) \quad (15)$$

o bien,

$$F_Y = \rho v_{\infty m} (v_{1u} - v_{2u}) t = \rho v_{\infty m} \Gamma \quad (16)$$

La fuerza total quedará, en módulo y expresada en unidades de kp/m

$$F_t = \sqrt{F_X^2 + F_Y^2} = \rho v_{\infty} \Gamma \quad (17)$$

y en dirección,

$$\frac{F_Y}{F_X} = \frac{\rho v_{\infty m} \Gamma}{\rho v_{\infty u} \Gamma} = \frac{v_{\infty m}}{v_{\infty u}} = \tan \alpha_{\infty} \Rightarrow \vec{F}_t \perp \vec{v}_{\infty} \quad (18)$$

En un perfil aislado, por el teorema de J. Joukowski, la fuerza que se ejerce sobre el mismo es normal a la velocidad u_{∞} ; aquí, F_t es normal a $(\vec{v}_1 + \vec{v}_2) / 2$ (semisuma vectorial), y por eso la llamamos v_{∞} .

Sea ahora el caso que nos ocupa de una cascada de perfiles girando con velocidad tangencial u , sobre la que incide un flujo relativo w_1 y ángulo β_1 , saliendo con velocidad w_2 y ángulo β_2 . Si dotamos a todo el conjunto de velocidad $-u$, los álabes quedarán fijos y la velocidad w_1 se convertiría en absoluta.

La aplicación del teorema de conservación de la cantidad de movimiento a un volumen de control como el anterior proporcionará los mismos resultados, pues las fuerzas correctoras centrífuga y de Coriolis serán en cualquier caso normales a la superficie del filete. Habrá que cambiar sólo v_{∞} por w_{∞} (semisuma vectorial de w_1 y w_2) y la circulación será ahora,

$$\Gamma = t (w_{1u} - w_{2u}) = t \Delta w_u \quad (19)$$

Si la entrada es radial, entonces

$$w_{1u} - w_{2u} = \Delta w_u = v_{2u} - v_{1u} = v_{2u} \quad (20)$$

Además, puesto que ahora los perfiles a considerar van a tener un espesor dr , hablaremos de fuerzas diferenciales en lugar de fuerzas por metro lineal F_X y F_Y . Para evitar posibles confusiones, cambiaremos también la nomenclatura, llamándoles respectivamente dN_t y dT_t .

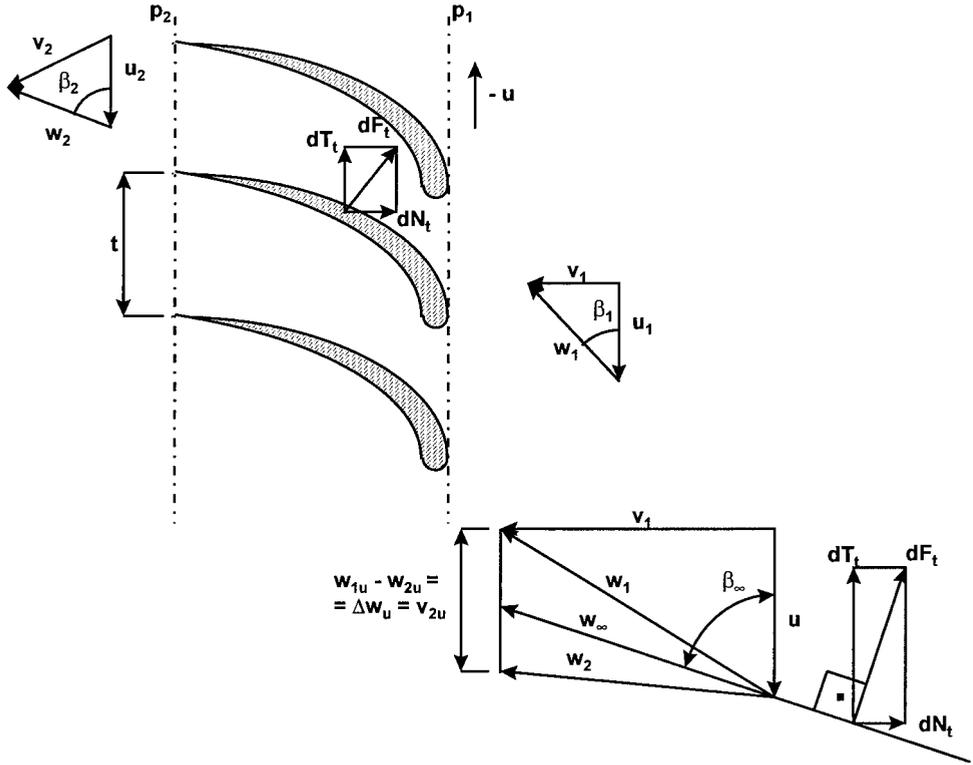


Figura III.7. Cascada de álabes girando a velocidad de rotación constante.

En definitiva, escribiremos:

$$\begin{aligned} dN_t &= \rho w_{\infty u} t \Delta w_u dr = \rho w_{\infty u} \Gamma dr \\ dT_t &= \rho w_{\infty m} t \Delta w_u dr = \rho w_{\infty m} \Gamma dr \end{aligned} \quad (21)$$

y combinando estas expresiones,

$$\begin{aligned} dF_t &= \rho w_{\infty} \Gamma dr = \rho w_{\infty} t v_{2u} dr \\ \tan \beta_\infty &= \frac{dT_t}{dN_t} = \frac{w_{\infty m}}{w_{\infty u}} \Rightarrow d\vec{F}_t \perp \vec{w}_\infty \end{aligned} \quad (22)$$

Las fuerzas elementales, dN_t y dT_t , se interpretan aquí igualmente como acciones del fluido sobre los álabes. La primera, dN_t , es debida a la acción de la presión estática, mayor a la salida que a la entrada; la segunda, dT_t , crea un par elemental sobre el eje, de manera que la suma de todos estos pares elementales debe ser compensada por el par motor aplicado al eje, de sentido contrario, y necesario para mantener los álabes girando con velocidad de rotación ω . Esto es, dT_t es una reacción al par aplicado en el eje.

Este último comentario sobre dT_t nos conduce de nuevo a la ecuación de Euler al concretarlo de una forma analítica. En efecto, supuesto el flujo ideal ($\eta_g = 1$),

$$\begin{aligned}
 dM_{eje} &= r \cdot dT_t \Rightarrow dP_{eje} = \omega \cdot dM_{eje} = \omega \cdot r \cdot dT_t = \\
 &= \omega \cdot r \cdot \rho \cdot w_{\infty m} \cdot t \cdot v_{2u} \cdot dr = \omega \cdot r \cdot \rho \cdot v_1 \cdot t \cdot v_{2u} \cdot dr
 \end{aligned}
 \tag{23}$$

y desde el punto de vista hidráulico,

$$dP_{eje} = \gamma H_t dQ = \gamma H_t v_1 t dr \tag{24}$$

Igualando ambas expresiones, se obtiene:

$$\omega \cdot r \cdot \rho \cdot v_1 \cdot t \cdot v_{2u} \cdot dr = \gamma H_t v_1 t dr \Rightarrow g \cdot H_t = \omega \cdot r \cdot v_{2u} \tag{25}$$

de donde,

$$H_t = \frac{u_2 v_{2u}}{g} \tag{26}$$

Hemos encontrado de nuevo la ecuación de Euler aplicada a un filete fluido sobre la superficie cilíndrica de radio r . Esta demostración es equivalente a la que se hacía de la ecuación de Euler a partir de la ecuación del momento cinético en bombas centrífugas, pero aplicada al caso de las máquinas axiales. Hemos pues demostrado la expresión de Euler desde el punto de vista energético y desde el punto de vista del cambio de cantidad de movimiento.

4. Utilización de las Características Aerodinámicas de un Perfil Aislado en el Diseño de Turbomáquinas.

Vamos a admitir de momento que el flujo alrededor de un perfil perteneciente a una cascada provoca sobre él unos esfuerzos equivalentes a los que produce un flujo de intensidad w_∞ y dirección β_∞ sobre el mismo perfil aislado; esta hipótesis, aunque no es cierta, resulta bastante válida porque en la práctica w_1 y w_2 no difieren mucho de w_∞ . Más adelante la corregiremos con la teoría de las interacciones.

En realidad, si comenzáramos a separar unos de otros los perfiles de la cascada, cada vez w_1 y w_2 se confundirían más con w_∞ ; y β_1 y β_2 tenderían a β_∞ , siendo cierta la hipótesis anterior para el caso límite de una separación $t = \infty$.

Si un perfil aislado lo ensayamos en un túnel aerodinámico podemos evaluar experimentalmente los esfuerzos reales de sustentación F_Z y arrastre F_X que provoca sobre el mismo un flujo de velocidad v_∞ . Estos esfuerzos se pueden expresar como,

$$\begin{aligned}
 F_Z &= \frac{1}{2} \rho C_Z v_\infty^2 A \\
 F_X &= \frac{1}{2} \rho C_X v_\infty^2 A
 \end{aligned}
 \tag{27}$$

siendo C_z y C_x los coeficientes de sustentación y arrastre que dependen del ángulo de incidencia i , y se expresan a través de la curva polar del perfil (Figura III.8), en la que el ángulo i entra como parámetro.

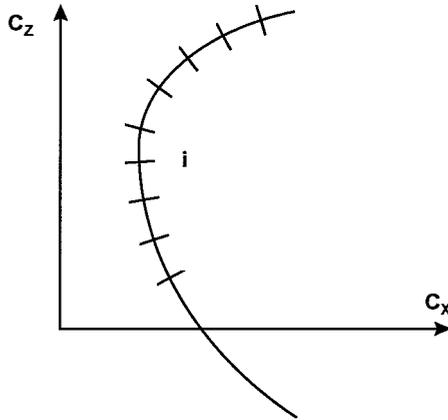


Figura III.8. Curva Polar de un perfil de álabe en una bomba axial.

Existen dos criterios para definir el ángulo de incidencia i , según la línea de referencia que se adopte:

- Los perfiles NACA toman como referencia la línea que une los puntos extremos del esqueleto.
- Los perfiles de GOTTINGEN toman la línea de apoyo del perfil en su parte cóncava.

Ambos criterios se muestran en la Figura III.9. En nuestro caso, tomaremos en todos los desarrollos y aplicaciones el criterio NACA.

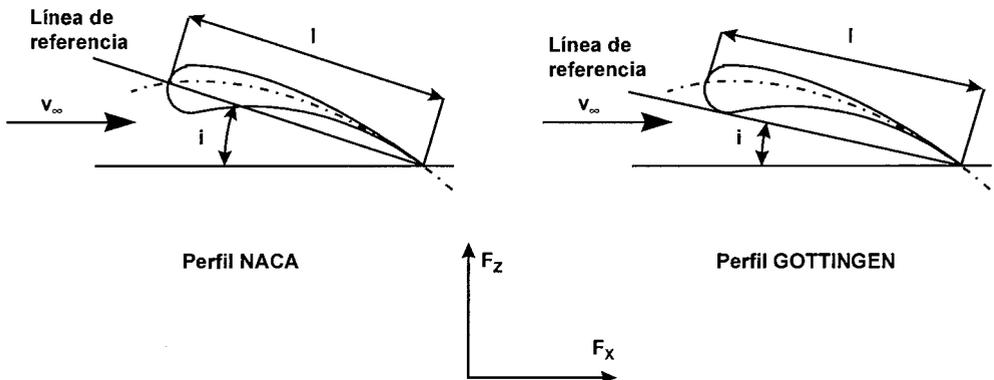


Figura III.9. Ángulo de incidencia i para distintos tipos de perfiles.

La superficie A queda definida por la longitud de la cuerda l , obtenida sobre la línea de referencia, y la envergadura del álabe o longitud del mismo en dirección perpendicular al plano del papel.

En la traslación de estos resultados a la máquina axial, sustituiremos v_∞ por w_∞ y, puesto que tratamos con elementos de perfil de espesor diferencial, sustituiremos A por $l \cdot dr$, siendo l como en el caso anterior la proyección de la cuerda del perfil sobre la línea de referencia y dr un espesor de álabe diferencial, a la distancia r del eje de giro. En este caso las fuerzas serán diferenciales, de modo que,

$$\begin{aligned} dF_z &= \frac{1}{2} \rho C_z w_\infty^2 l \, dr \\ dF_x &= \frac{1}{2} \rho C_x w_\infty^2 l \, dr \end{aligned} \quad (28)$$

siendo dF_x la proyección del esfuerzo en dirección de w_∞ y dF_z la proyección en dirección normal a w_∞ .

Veamos ahora la relación entre el triángulo de velocidades y los esfuerzos que sobre el perfil provoca el flujo w_∞ . Para ello distinguiremos el caso de flujo ideal, $dF_x = 0$, y el flujo real, $dF_x \neq 0$; en ambos casos, la proyección en dirección normal al eje de rotación de la resultante que actúa sobre el perfil (dF_t en caso ideal y dF en caso real), debe ser precisamente el dT buscado, para que la v_{2u} sea la deseada y, por tanto, también H_t (o sea, $dT \equiv dT_t$). Evidentemente, en uno y otro caso las dN serán distintas (dN_t en caso ideal y dN en caso real) y de ahí que las diferencias de presión que se crearán en una y otra hipótesis serán diferentes. Esa diferencia habrá que achacarla a las pérdidas que introduce el perfil al considerarlo como real.

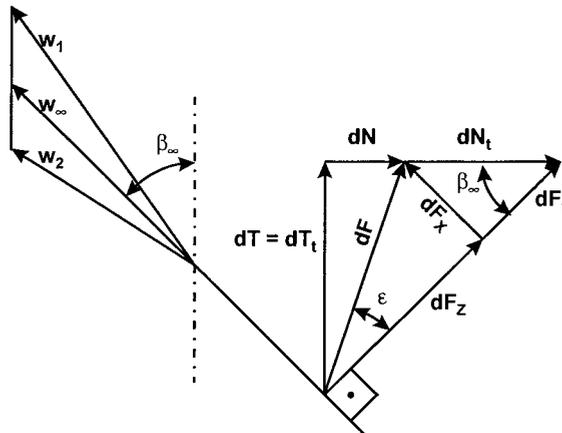


Figura III.10. Relación entre el triángulo de velocidades y los esfuerzos sobre el perfil.

- Para el caso ideal,

$$dT_t = dF_t \operatorname{sen} \beta_\infty$$

o bien, como:

$$dF_z \equiv dF \equiv dF_t$$

nos quedará:

$$dF_z = \frac{l}{2} \rho C_z w_\infty^2 dr = \frac{dT_i}{\text{sen } \beta_\infty} = \rho w_\infty v_{2u} t dr \quad (29)$$

de donde,

$$\boxed{C_z \frac{l}{t} = \frac{2v_{2u}}{w_\infty}} \quad (30)$$

- Para el caso real,

$$dT = dF_z \text{sen } \beta_\infty + dF_x \text{cos } \beta_\infty \equiv dT_i$$

o bien,

$$dF_z + \frac{dF_x}{\tan \beta_\infty} = \frac{dT_i}{\text{sen } \beta_\infty} \quad (31)$$

$$\frac{l}{2} \rho w_\infty^2 dr \left(C_z + \frac{C_x}{\tan \beta_\infty} \right) = \rho w_\infty v_{2u} t dr$$

de donde,

$$\boxed{\left(C_z + \frac{C_x}{\tan \beta_\infty} \right) \frac{l}{t} = \frac{2v_{2u}}{w_\infty}} \quad (32)$$

Si conocemos la curva polar del perfil aislado considerado, que proporciona los valores de C_x y C_z en función del ángulo de incidencia, i , como parámetro ya definido, y conocemos además los triángulos de velocidad a la entrada y a la salida, las expresiones anteriores según sea el flujo real o ideal, nos proporcionarán el valor del paso relativo t/l con objeto de obtener las condiciones de diseño previstas.

Respecto de la polar de un perfil dado, vamos a efectuar algunas consideraciones:

- Cuanto mayor sea el paso relativo t/l , mejores resultados obtendremos. Volveremos sobre este tema al considerar las interacciones de los perfiles vecinos.
- La incidencia óptima desde la perspectiva de obtener mejores prestaciones del perfil la fija la tangente desde el origen a la polar. En la Figura III.11, $\tan \varphi = C_z / C_x$ debe adoptar su valor máximo, el cuál se encuentra para un ángulo de incidencia i_{opt} . Ello viene justificado por el hecho de que, definiendo el ángulo ε entre dF y dF_z como se indica en el triángulo de velocidades de la Figura III.10, se cumple $\tan \varphi = \text{cotg } \varepsilon$ y ε debe ser el mínimo posible, ya que cuantifica las pérdidas por rozamiento. Se cumple, pues, $\varphi = \pi/2 - \varepsilon$, denominándose a ε ángulo de planeo.

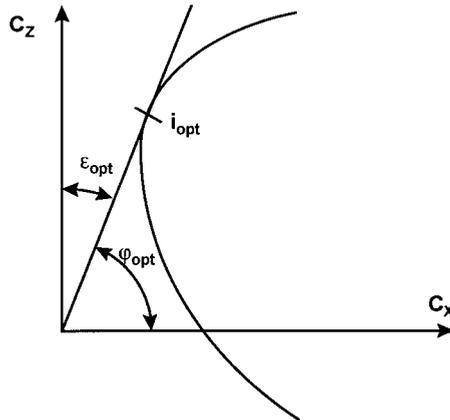


Figura III.11. Angulos característicos en la curva polar de un perfil dado.

Veamos ahora cómo se puede utilizar cuanto hemos dicho para realizar el trazado de un elemento de álabe de espesor dr en una bomba axial. Ello presupone despreciar el fenómeno de las interacciones pero, por contra, y según veremos, incluye automáticamente la desviación.

Partimos del conocimiento del triángulo de velocidades, tanto a la entrada como a la salida, lo que presupone conocer el caudal Q , la altura H , el rendimiento hidráulico η_h y de estos dos últimos la H_i ; además, se deben haber determinado (o prefijado) los valores de los diámetros D_i y D_e (origen y final del álabe). El trazado se realizará por medio de los siguientes pasos:

- a) Comenzaremos eligiendo un perfil dado que habrá que confirmar si satisface nuestras necesidades con los pasos que vienen a continuación.
- b) Sobre su polar se adoptará un ángulo de incidencia i , al que correspondería un determinado coeficiente de sustentación C_z y otro de arrastre C_x .
- c) Se determinará el paso relativo t/l por medio de la expresión,

$$\frac{t}{l} = \left(C_z + \frac{C_x}{\tan \beta_\infty} \right) \frac{w_\infty}{2v_{2u}} \quad (33)$$

- d) Como conocemos n_q , podemos hacer una estimación del número de álabes Z , con lo que $t = 2\pi/Z$ y podemos conocer inmediatamente el valor de l .
- e) Si denominamos calado (β) al ángulo formado por la cuerda del perfil y la dirección de la velocidad de arrastre, su determinación es inmediata, tanto gráfica como analíticamente, según se desprende de la Figura III.12 adjunta, así como de la relación $\beta = \beta_\infty + i$.
- f) A la vista del paso relativo t/l adecuado o no, calado obtenido, etc., podemos aceptar la conveniencia del perfil y del ángulo de incidencia o bien modificar estas decisiones en el sentido adecuado. Volveremos sobre el tema próximamente.

Respecto del ángulo β_2^* de salida del perfil, y que es el ángulo con el que saldría la partícula de fluido en contacto con el contorno del perfil, se verifica siempre $\beta_2^* > \beta_2$, lo que supone la consideración implícita de la desviación, en el sentido de que el diseño se ha efectuado de modo que el ángulo teórico de salida sea superior al del triángulo de velocidades medio que tendremos.

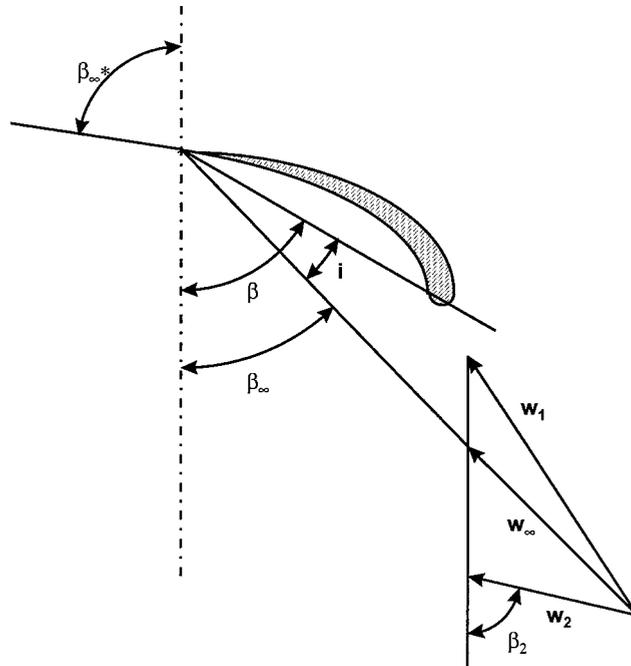


Figura III.12. Determinación del calado del perfil.

En definitiva, hemos efectuado de forma automática lo expuesto al final del punto 2 de la presente lección en base a la consideración de un volumen de control que engloba al perfil del álabe, y no de un volumen de control limitado por dos álabes consecutivos.

Cuanto acabamos de decir para el rodete es aplicable a los álabes del difusor, si bien con la notable sencillez que presupone la ausencia de la velocidad de arrastre. En consecuencia, la aplicación se hará para las velocidades absolutas y no para las relativas.

Si notamos con un subíndice ()_d las características propias de un perfil de difusor, Figura III.13, podemos escribir:

- Caso ideal

$$C_{zd} \frac{l_d}{t_d} = \frac{2\Delta v_u}{v_{\infty}} \quad (34)$$

en donde Δv_u será, con la velocidad de salida v_3 axial:

$$\Delta v_u = v_{2u} - v_{3u} = v_{2u}$$

- Caso real: La relación entre las características cinemáticas del flujo y las aerodinámicas del perfil será:

$$\left(C_{zd} + \frac{C_{xd}}{\tan \alpha_\infty} \right) \frac{l_d}{t_d} = \frac{2\Delta v_u}{v_\infty} \quad (35)$$

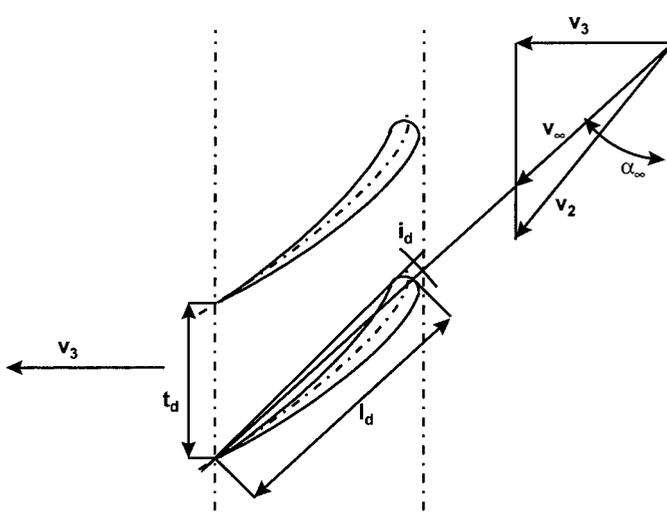


Figura III.13. Características de los perfiles de un álabe del difusor.

Para el trazado del perfil enrejado del difusor se seguiría un proceso análogo al detallado para el rodete y finalmente se evaluaría el rendimiento hidráulico en el punto de diseño. Con ello se comprueba la estimación inicial efectuada sobre η_h que ha permitido el cálculo de H_t , volviendo a replantear los cálculos si procede.

ESTUDIO DE LAS BOMBAS AXIALES Y HELICOCENTRÍFUGAS

LECCIÓN 11 Teoría de las Interacciones. Curvas Características.

1. Pérdidas Hidráulicas en una Bomba axial.

Las pérdidas hidráulicas que aparecen en un filete fluido de una bomba axial están ligadas intrínsecamente al coeficiente de arrastre C_X , ya que éste se evalúa experimentalmente a partir del esfuerzo real encontrado para distintos ángulos i de incidencia. Así, como estos esfuerzos ya vienen disminuidos por los efectos de rozamiento, choques, despegues si existen, etc., las pérdidas hidráulicas se podrán conocer en su totalidad a partir del valor de C_X real, según el razonamiento que vamos a desarrollar a continuación en el presente punto.

Teniendo en cuenta el diagrama de esfuerzos que actúa sobre el perfil para los casos real e ideal, Figura III.14, podemos decir que el valor CB es la disminución de esfuerzo obtenido por efecto de las pérdidas hidráulicas en el caso real, al diseñar de manera que dT sea el mismo en ambos casos. Si llamamos Δp_r la disminución de presión respecto al caso ideal, debida a las pérdidas hidráulicas, la correspondiente disminución de esfuerzos será:

$$CB = \Delta p_r t dr$$

por lo que podemos decir,

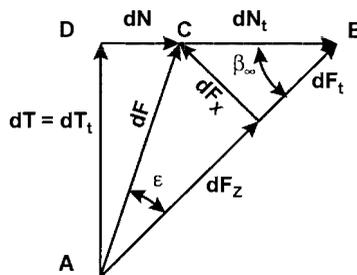


Figura III.14. Diagrama de esfuerzos sobre el perfil para los casos real e ideal.

$$\Delta p_r t dr \operatorname{sen} \beta_{\infty} = \frac{l}{2} \rho C_X w_{\infty}^2 l dr \tag{36}$$

y de aquí,

$$\frac{\Delta p_r}{\gamma} = C_x \frac{l}{t} \frac{w_\infty^2}{2g \operatorname{sen} \beta_\infty} \quad (37)$$

Para el caso del difusor, y razonando de una manera totalmente análoga, obtendríamos

$$\frac{\Delta p_d}{\gamma} = C_{xd} \frac{l_d}{t_d} \frac{v_\infty^2}{2g \operatorname{sen} \alpha_\infty} \quad (38)$$

en donde, cuando nos referimos al ángulo α es, evidentemente, el correspondiente a las velocidades del fluido en el difusor, que coinciden con las absolutas.

La determinación de las pérdidas hidráulicas a lo largo de un filete fluido resulta inmediata a partir de las expresiones anteriores, ya que todos los valores son conocidos. La presión de salida será, pues,

a) Rodete:

Caso Ideal:
$$\frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g}$$

Caso Real:
$$\frac{p_2^*}{\gamma} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} - \frac{\Delta p_r}{\gamma}$$

siendo p_2^* la presión real a la salida del rodete, cumpliéndose

$$p_2 = p_2^* + \Delta p_r$$

b) Difusor:

Caso Ideal:
$$\frac{p_3}{\gamma} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2 - v_3^2}{2g}$$

Caso Real:
$$\frac{p_3^*}{\gamma} = \frac{p_2^*}{\gamma} + \frac{v_2^2 - v_3^2}{2g} - \frac{\Delta p_d}{\gamma}$$

$$\frac{p_3}{\gamma} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2 - v_3^2}{2g} - \frac{\Delta p_r}{\gamma} - \frac{\Delta p_d}{\gamma}$$

Estamos pues en condiciones de definir un coeficiente de pérdidas para el rodete igual a:

$$C_{pr} = \frac{\Delta p_r / \gamma}{(w_1^2 - w_2^2) / 2g} \quad (39)$$

que relaciona las pérdidas hidráulicas habidas, respecto al máximo incremento de presión posible.

En cuanto al rendimiento hidráulico del rodete, para un filete determinado, se puede definir observando el diagrama de fuerzas anterior, como

$$\eta_{h,r} = \frac{DC}{DB} = 1 - \frac{CB}{DB} = 1 - C_{pr} = \frac{H_t - \frac{\Delta p_r}{\gamma}}{H_t}$$

mientras que si lo que definimos es un rendimiento hidráulico del conjunto rodete-difusor, para el filete considerado, deberemos escribir

$$\eta_{h,r} = \frac{H_t - \frac{\Delta p_r}{\gamma} - \frac{\Delta p_d}{\gamma}}{H_t}$$

Teniendo en cuenta las expresiones ya desarrolladas anteriormente (ecuaciones (6), (32) y (35) de la lección anterior), la expresión del rendimiento hidráulico para el conjunto rodete-difusor quedará de la siguiente forma:

$$\eta_{h,rd} = 1 - \frac{C_x w_\infty}{\left(C_z + \frac{C_x}{\tan \beta_\infty}\right) u_2 \operatorname{sen} \beta_\infty} - \frac{C_{xd} v_\infty}{\left(C_{zd} + \frac{C_{xd}}{\tan \alpha_\infty}\right) u_2 \operatorname{sen} \alpha_\infty} \quad (40)$$

aplicada esta expresión a un filete fluido determinado.

En definitiva, en bombas axiales conocemos la expresión del rendimiento hidráulico a partir de los triángulos de velocidad y de los coeficientes reales de sustentación y arrastre. Ello era inconcebible en bombas centrífugas, como ya hemos visto en lecciones anteriores.

2. Interacciones existentes entre los Distintos Alabes de un Perfil Enrejado.

Los coeficientes de sustentación y arrastre que hemos estado utilizando hasta ahora han sido obtenidos a partir de las características del perfil aislado, sin tener en cuenta las acciones que se pueden derivar de los perfiles contiguos. La realidad física del problema es bien distinta debida a la interacción que existe entre álabes contiguos, por lo que, hablando con todo rigor, no se pueden garantizar los C_x y C_z obtenidos para perfil aislado y utilizarlos en perfil enrejado.

Considerando el flujo como ideal, las características de sustentación del perfil aislado se resumen en una curva $(C_z)_a = f(i)$ la cual toma la forma de una recta, al menos hasta un cierto valor del ángulo de incidencia. Para el mismo perfil formando parte de una cascada de álabes, con un ángulo de calado β y paso relativo t/l , la curva $(C_z)_c$ en función de i es asimismo una recta hasta un cierto valor de i , pero ni la pendiente ni el ángulo de incidencia que hace la sustentación nula, coinciden con los valores correspondientes al perfil aislado.

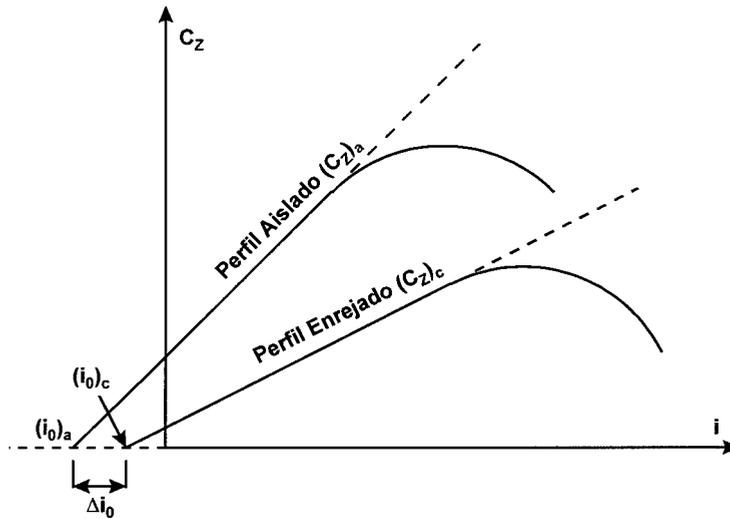


Figura III.15. Características de sustentación de los perfiles aislado y enrejado en flujo ideal.

El problema se podría resolver si conociésemos las leyes de variación de Δi_0 y el cociente

$$\frac{(dC_z / di)_c}{(dC_z / di)_a}$$

siendo el uno y otro caso función del ángulo de calado β y del paso relativo t/l ; a su vez, deberían conocerse relaciones análogas para el coeficiente de arrastre C_X en caso de flujo real. Por ello, como quiera que el proceso de cálculo descrito en el punto 4 de la lección anterior estaba basado en el conocimiento de C_X y de C_Z tomados para el perfil aislado, los cuales no dependen de β ni de t/l , al recalcular $(C_X)_c$ y $(C_Z)_c$ que si dependen de estos valores, habrá que rehacer los cálculos hasta que los valores inicialmente supuestos coincidan con los recalculados.

Es importante consignar que las técnicas desarrolladas para el estudio de perfiles aislados por medio de la transformación conforme han sido utilizadas con éxito para el análisis de cascadas de álabes. La transformación de Joukowski generalizada, desarrollada fundamentalmente por Kutta, Grammel, Numachi y Weinig permiten pasar de un perfil enrejado a un círculo único. Las limitaciones que de este estudio se derivan son análogas a las de un perfil aislado:

- No se tiene en cuenta la viscosidad. El fluido se considera ideal.
- Los perfiles que se pueden estudiar tienen que ser retocados en la práctica. El trabajar con perfiles reales conduce a transformaciones matemáticas prácticamente inabordables.

Un caso, sin embargo, resulta ser susceptible de análisis sin un complejo y complicado proceso matemático complementario. Corresponde a una cascada de álabes planos como el

mostrado en la Figura III.16 cuya característica como perfil aislado es suficientemente conocida,

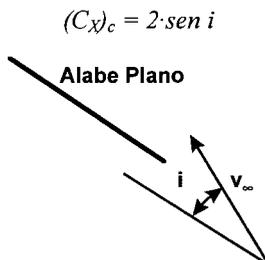


Figura III.16. Alabe plano aislado para estudio del coeficiente de sustentación por medio de una transformación conforme.

El estudio del perfil enrejado correspondiente a una bomba axial se efectúa a partir de la consideración del triángulo de velocidades relativas en el supuesto de un fluido ideal. La desviación habida en el flujo de salida, respecto de la dirección del álabe, vale

$$\delta = \beta_2^* - \beta_2 = \beta - \beta_2$$

ya que en este caso particular $\beta_2^* = \beta$, al ser un perfil sin curvatura alguna. Este valor de la desviación es tanto más pequeño cuanto menor es el paso relativo t/l .

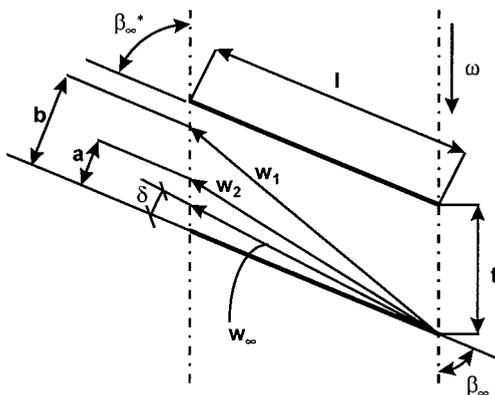


Figura III.17. Cascada de álabes planos para estudio del coeficiente de sustentación por medio de una transformación conforme.

Si ahora en el triángulo de velocidades admitimos la aproximación $2a \approx b$, lo que quiere decir $\delta \approx 0$, obtenemos

$$2 w_\infty \text{sen } i \approx v_{2u} \text{sen } \beta$$

y teniendo en cuenta que para el caso de flujo ideal la sustentación del perfil enrejado cumple la expresión (ecuación (30) de la lección anterior):

$$(C_z)_c \frac{l}{t} = \frac{2v_{2u}}{w_\infty}$$

obtendremos, finalmente, la expresión

$$(C_z)_c = 4 \frac{t \operatorname{sen} i}{l \operatorname{sen} \beta}$$

La relación entre coeficientes de sustentación resulta, finalmente,

$$k = \frac{(C_z)_c}{(C_z)_a} = \frac{2}{\pi} \frac{t}{l} \frac{1}{\operatorname{sen} \beta} \quad (41)$$

expresión debida a Weinig y que es prácticamente exacta cuando t/l es pequeño y la desviación δ casi nula (en consecuencia, válida la hipótesis $2a \approx b$). Se concluye, además, que con la hipótesis realizada el ángulo de salida β_2 apenas depende del de entrada.

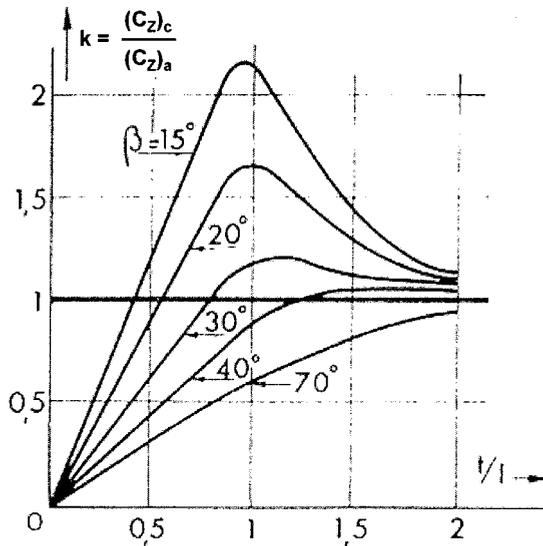


Figura III.18. Relación entre coeficientes de sustentación para perfil enrejado y aislado en álabes planos.

La Figura III.18 que adjuntamos proporcionan los resultados del problema planteado y se observa la coincidencia rigurosa para valores t/l pequeños, con los valores de k proporcionados por la expresión (41) anterior, y todo ello hasta valores de t/l próximos a la unidad. En resumen, para $t/l < 1$ la desviación podemos considerarla prácticamente nula; para $t/l \geq 2.5$ el perfil puede considerarse como aislado.

3. Efectos del Rozamiento en un Perfil Enrejado. Despegues.

Hemos visto anteriormente la influencia de las interacciones en el valor del coeficiente de sustentación, habiéndose tratado el tema en el punto 2 bajo el supuesto de flujo ideal. La realidad, como sabemos, es bien distinta y el fluido tiene una viscosidad que se traduce en la aparición del coeficiente de arrastre y en la disminución del coeficiente de sustentación. De hecho, como se puede observar en la Figura III.19, la curva teórica $C_{z,th}$ (recta para ángulos de incidencia y pequeños, con perfiles rectos), pierde ordenada de manera sistemática, al tiempo que aparece un coeficiente de arrastre, cuyo valor no cambia apreciablemente mientras no aparezcan despegues. Para perfiles buenos, $C_{Xm} = 0.010 \div 0.015$.

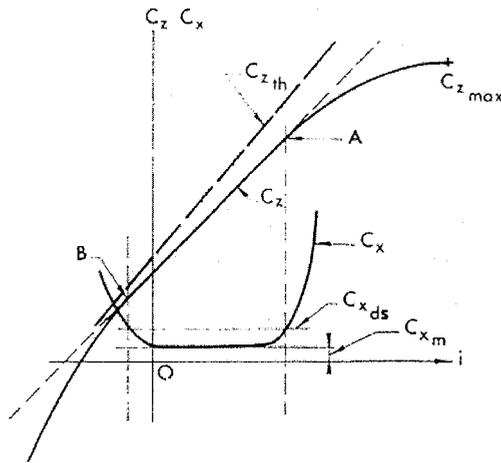


Figura III.19. Coeficiente de sustentación y arrastre en función del ángulo de incidencia, para los casos teórico y real.

Sin embargo, la aparición de despegues tanto en el extradós como en el intradós del álabe como consecuencia de separarnos de los valores de i recomendables, ocasiona un notable aumento del coeficiente de arrastre y una acusada disminución del de sustentación. En la práctica, y debido a que los despegues aparecen progresivamente, es difícil asignar una posición bien definida a los puntos de despegue A y B.

Ciertos autores fijan la posición de los puntos de despegue A y B según la relación del valor de C_x en estos puntos, al valor de C_{Xm} mínimo, de manera que

$$\frac{C_{Xd}}{C_{Xm}} = 1.5 \div 2$$

o bien, en otros casos, $C_{Xd} = C_{Xm} + 0.01$.

En la Figura III.20 se presentan dos velocidades de entrada relativas que darían ángulos de incidencia con despegues. En el primer caso, para velocidad $w_1^{(1)}$ con ángulo $\beta_1^{(1)}$ pequeño e incidencias altas, aunque tiende a aumentar la sustentación, dará lugar a despegues en el

extradós (D_1) al no poder adaptarse el flujo a la curvatura del perfil. Lo mismo ocurrirá con la velocidad $w_1^{(2)}$, con $\beta_1^{(2)}$ grande e incidencia baja, dando origen a despegues en el intradós (D_2).

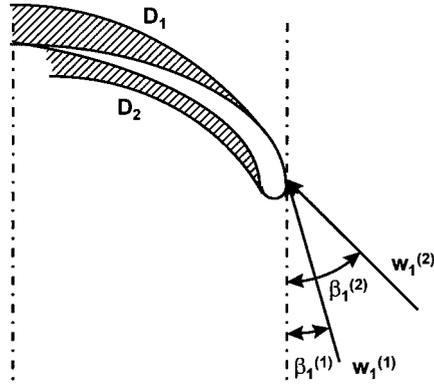


Figura III.20. Velocidades de entrada relativas, que provocarán ángulos de incidencia con despegues.

Por último, indicar que los coeficientes de sustentación y arrastre han sido determinados experimentalmente en un cierto número de casos para la cascada de álabes, representándose con estos valores las polares correspondientes. Para un mismo perfil, un mismo ángulo de calado β y diferentes valores del paso relativo t/l se han determinado las curvas polares cuya forma general aparece en la figura adjunta en ellas, el ángulo de incidencia entra como parámetro.

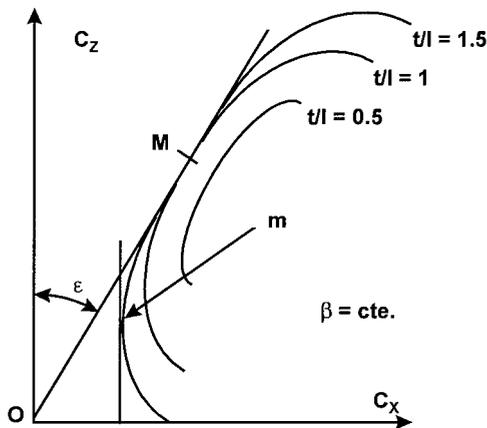


Figura III.21. Forma general de las curvas polares para la cascada de álabes.

Para un valor determinado del paso relativo, el mejor rendimiento corresponde al ángulo ϵ y a la sustentación dada por el punto M , la cual es en todo momento superior a la dada para el punto n correspondiente al valor mínimo de C_x . El caso de un álabes aislado ($t/l \rightarrow \infty$) sería

una polar exterior que envolvería en su interior los restantes. Debe, sin embargo, pensarse que entonces perderíamos capacidad de transformación de energía, ya que como vemos ésta depende del producto $C_Z l/t$.

4. Coeficiente de Carga y Factor de Difusión.

Dos cuestiones queremos plantear en este punto. La primera de ellas introducir el llamado coeficiente de carga ψ , que juega un papel similar al coeficiente de sustentación C_Z en la cascada de álabes para flujo ideal. Este coeficiente es muy utilizado por diversos autores, teniendo su principal aplicación en el estudio de las turbinas de vapor. El segundo punto es acotar la carga unitaria que puede llegar a alcanzar un álabe (a través de C_Z o ψ), ya que un aumento importante de estos valores conlleva la posible aparición de despegues, según hemos visto. Además daremos un criterio para establecer tal limitación a través del coeficiente de difusión.

El coeficiente de carga, según hemos dicho, hace las veces de coeficiente de sustentación. Las definiciones de ambos son:

$$C_Z = \frac{dF_Z}{\frac{1}{2} \rho w_\infty^2 l dr} \quad (42)$$

$$\psi = \frac{dF_Z}{\frac{1}{2} \rho w_2^2 l dr}$$

en donde, como vemos, la diferencia está en referir la fuerza de sustentación a la presión dinámica aguas abajo de la estela.

Como quiera que entre ambos coeficientes se verifica la relación,

$$C_Z w_\infty^2 = \psi w_2^2$$

la ecuación que liga las características del perfil con la cinética del flujo (supuesto éste ideal), será,

$$C_Z \frac{l}{t} = \frac{2\Delta w_u}{w_\infty} \Rightarrow \psi \frac{w_2^2 l}{w_\infty^2 t} = 2 \frac{\Delta w_u}{w_\infty} \quad (43)$$

de donde resulta,

$$\psi \frac{l}{t} = 2 \frac{w_\infty \Delta w_u}{w_2^2} \quad (44)$$

pudiendo ver que el segundo miembro da una relación entre la presión sustentatriz (proporcional a $w_\infty \Delta w_u$) y la presión dinámica a la salida. Su aumento, por tanto, indica un

aumento de carga relativa por álabe y ello nos puede llevar a la aparición de despegues. Se admite para ψ un valor máximo de 1.35 para evitar despegues.

Existen, además, multitud de criterios para tratar de esta problemática. Uno de los más sencillos y acertados es el factor de difusión definido como,

$$D = l - \frac{w_2}{w_1} + \frac{\Delta w_u}{2w_1} \frac{t}{l} \quad (45)$$

pudiendo aparecer los despegues a partir de 0.55 en el factor de difusión.

5. Curva Característica de un Filete.

El concepto de curva característica, tan fructífero en bombas centrífugas, pierde significado físico en bombas axiales al ser distinta para cada filete fluido, como ya se podía intuir. Tienen, qué duda cabe, todas ellas un punto común, el de diseño (Q, H), ya que con este requisito se estudia y analiza toda la bomba axial. Sin embargo, en los restantes puntos las características son distintas para cada filete. Lo veremos en la próxima lección cuando estudiemos el funcionamiento de una bomba fuera del punto de trabajo óptimo, tras analizar el problema "equilibrado de filetes".

Centrados pues en un filete fluido resulta, además, que la característica (Q elemental, H_t) no es tan siquiera una recta en la mayoría de los casos. Sólo la constancia del ángulo β_2 (lo que será tanto más cierto cuanto menor sea t/l) lo garantiza. Veamos lo que ocurre con esta altura teórica "individual", para pasar finalmente a la curva real.

Inicialmente se efectúan una serie de hipótesis para el estudio de la curva teórica, tales como:

- a) El fluido es ideal (se desprecian las pérdidas por rozamiento viscoso en el fluido, $v = 0$).
- b) La entrada del flujo es siempre axial.
- c) El ángulo de salida β_2 se mantiene constante.
- d) El filete fluido está equilibrado y discurre siempre en el interior de un cilindro de espesor diferencial (o incremental).

En estas condiciones el triángulo de velocidades correspondiente al punto de diseño es el representado en la Figura III.22, y el lugar geométrico de la serie de puntos M representa, a una determinada escala, la curva $H_t = H_t(Q_e)$. En efecto, su ordenada $v_{2u}/2$ es proporcional a H_t , según

$$MN = \frac{v_{2u}}{2} = \frac{gH_t}{2u} = kH_t$$

en tanto que su abcisa w_m lo es al caudal elemental,

$$\overline{ON} = w_m = \frac{4Q}{\pi(D_e^2 - D_i^2)} \equiv \frac{Q_e}{2\pi r dr} = \frac{Q_e}{\Delta S}$$

siendo Q_e el caudal elemental correspondiente al filete fluido.

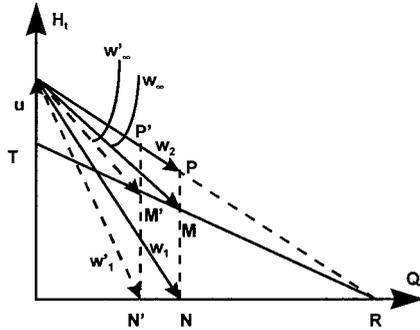


Figura III.22. Triángulo de Velocidades correspondiente al punto de diseño y Curva Característica Teórica sin Desviación.

El triángulo de velocidades correspondiente a un caudal menor proporcionaría los puntos P'M'N', correspondiendo M' al punto medio de la ordenada P'N'. La recta, lugar geométrico de los puntos M coincide, lógicamente, en su abscisa en el origen con la prolongación del vector velocidad \bar{w}_2 .

La ecuación de la recta sería

$$H_{i, \text{filete}} = \frac{u}{g} \left(u - \frac{Q_e}{\Delta S} \cot \beta_2 \right) \quad (46)$$

En el supuesto de que la hipótesis c) no se verifique (lo que corresponde a la existencia de una desviación dependiente del Q_e , cuando t/l es de cierta entidad), vamos a ver que también la curva teórica es una recta siempre y cuando no nos bajemos excesivamente del punto de funcionamiento óptimo al objeto de mantener la hipótesis d), correspondiente al equilibrado de filetes. Sin embargo la abscisa en el origen a que da lugar la prolongación del segmento característico (no se puede hablar de recta al centrarnos en las inmediaciones del punto de diseño), no está definida por la prolongación de \bar{w}_2 (que en este caso no tiene sentido físico al variar β_2), sino por la dirección de sustentación nula. Ello se cumple para fluido ideal, paso relativo t/l grande y álabe plano o ligeramente curvado.

Para justificar lo que decimos es conveniente dibujar de nuevo el triángulo de velocidades en el punto óptimo, así como la dirección de sustentación nula del perfil enrejado. La serie de puntos M continuarán siendo, en una cierta escala, lugar geométrico de una recta al tener idénticas proporcionalidades entre abscisas y ordenadas con, respectivamente, Q_e y H_i . Sin embargo, el cambio de punto de funcionamiento nos conducirá a otro triángulo en el que β_2 no se mantiene constante. Supongamos sea el representado a trazos y con notaciones "prima" en la Figura III.23.

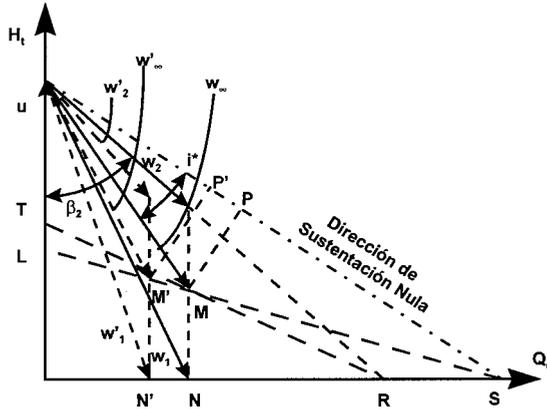


Figura III.23. Triángulo de Velocidades correspondiente al punto de diseño, y Curva Característica Teórica con Desviación.

Los segmentos MN y M'N' continúan siendo proporcionales a las H_t de cada punto de funcionamiento y el alineamiento de MM' está sobre la recta SL, representada en base a la proporcionalidad entre MN y MP, análoga a la de M'N' y MP'. En efecto, si en primera aproximación estimamos el coeficiente de sustentación del perfil como si éste fuese plano (o casi plano), y admitiendo que la viscosidad del fluido es nula, tendremos,

$$C_z \frac{l}{t} = \frac{2\Delta w_u}{w_\infty} \Rightarrow C_z = 2\pi \operatorname{sen} i^*$$

con i^* el ángulo de incidencia medido con respecto a la dirección de sustentación nula y en donde, admitiendo además que t/l sea grande, hemos aproximado la expresión del coeficiente de sustentación del perfil aislado al del enrejado. Combinando las dos expresiones anteriores queda

$$w_\infty \operatorname{sen} i^* = \frac{t}{\pi l} \Delta w_u = \overline{MP}$$

y de aquí,

$$\overline{MP} = \frac{t}{l} \frac{2}{\pi} \overline{MN} \Rightarrow \overline{MP} = k \overline{MN}$$

lo que es prueba inequívoca del alineamiento SL indicado anteriormente, en contraposición del RT que caracteriza a $\beta_2 = \text{cte}$.

La siguiente etapa es la determinación de la altura real, admitiendo una viscosidad μ , y en consecuencia unas pérdidas hidráulicas. Previamente deberemos calcular H_r .

a) **Cálculo de la altura teórica H_t .**

Siendo datos de diseño el calado β y el paso relativo t/l , se determina por la Figura III.21 el ángulo de incidencia óptimo (i_{opt}) en el punto de diseño, o bien se fija el ángulo de incidencia,

con lo que $\beta_\infty = \beta - i$. Conocido pues, el ángulo de incidencia se busca en las curvas comentadas los coeficientes de sustentación y arrastre C_z y C_x del perfil elegido.

Queremos saber con los datos que ya poseemos y con $u = \omega r$ que también será dato, la H_t que proporcionará la bomba al filete de radio r . Plantearemos, pues, el siguiente sistema:

$$\left. \begin{aligned} \left(C_z + \frac{C_x}{\tan \beta_\infty} \right) \frac{l}{t} &= \frac{2v_{2u}}{w_\infty} \\ v_{2u} &= 2(u - w_\infty \cos \beta_\infty) \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

cuya solución proporciona v_{2u} y w_∞ . El caudal elemental será determinable a partir de $w_m = w_\infty \sin \beta_\infty$.

En resumen, dados β , t/l e i conocemos $H_t = (u \cdot v_{2u})/g$.

b) **Cálculo de la altura real H .**

La caída de presión en el rodete la da la ecuación (37):

$$\frac{\Delta p_r}{\gamma} = C_x \frac{l}{t} \frac{w_\infty^2}{2g \sin \beta_\infty}$$

y conocido el triángulo de velocidades a la salida, tenemos v_2 . Admitiendo una salida axial del difusor, v_3 está dada y, en consecuencia, v_∞ , que fija el valor del ángulo de incidencia i_d del difusor. Del conocimiento de la polar del enrejado del difusor tenemos C_{x_d} y, por tanto, según se muestra en la ecuación (38):

$$\frac{\Delta p_d}{\gamma} = C_{x_d} \frac{l_d}{t_d} \frac{v_\infty^2}{2g \sin \alpha_\infty}$$

por lo que la altura real quedará, para el ángulo de incidencia i y el filete considerado

$$H_t - \frac{\Delta p_r}{\gamma} - \frac{\Delta p_d}{\gamma}$$

en tanto que el rendimiento hidráulico se expresará según:

$$\eta_h = \frac{H}{H_t} = 1 - \frac{\Delta p_r + \Delta p_d}{\gamma H_t} \quad (48)$$

La Figura III.24 esquematiza el desarrollo teórico expuesto, en donde se ha detallado la recta teórica $H_t = H_t(Q_e)$ pudiéndose constatar en la práctica su veracidad, por vía experimental. En cuanto nos alejamos del punto de diseño, esta recta se trunca, debido a despegues, desequilibrios de filetes, etc.

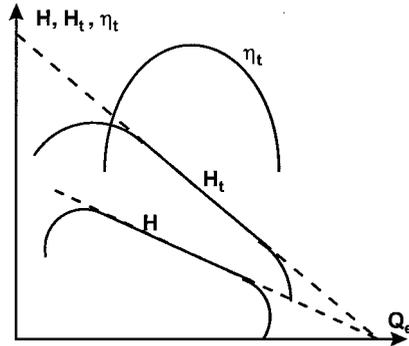


Figura III.24. Curvas Características para un filete elemental en una Bomba Axial.

La curva real se parece, pues, a una recta en las proximidades del punto de diseño.

ESTUDIO DE LAS BOMBAS AXIALES Y HELICOCENTRÍFUGAS

LECCIÓN 12 *Estudio Global de la Bomba Axial. Introduccion a las Bombas Helicocentrífugas.***1. Equilibrio entre los distintos Filetes de una Bomba Axial.**

En las dos lecciones precedentes hemos supuesto que los filetes fluidos se desplazan siempre sobre superficies cilíndricas y que H_t es constante para todas ellas. Esta ha sido una condición de diseño que ha definido los triángulos de velocidades para cualquier filete y, a posteriori, se han escogido perfiles y se han dispuesto con calados determinados para que tales triángulos sean respetados. En definitiva, hemos llegado a la fijación del ángulo β_2 y conociendo la desviación o siendo ésta nula, a la definición de β_2^* , de modo que se tiene

$$\tan \beta_2(r) = \frac{v_{2m}}{u - v_{2u}(r)} \quad ; \quad \beta_2^*(r) = \delta(r) + \beta_2(r) \quad (49)$$

Si el diseño es adecuado con estos ángulos de salida tendremos H_t constante para cualquier filete, es decir H_t será independiente del radio para el punto de diseño. Cabe pensar, sin embargo, que una vez definida la ley $\beta_2^*(r)$, los álabes tienen una configuración dada, y cuando cambie el punto de funcionamiento los triángulos que se deriven de la condición dada $\beta_2^* = \beta_2^*(r)$ no nos conducirán al cumplimiento de $H_t = \text{cte}$.

Como introducción diremos, pues, que la condición de diseño la introducimos a partir de la ley exigida a H_t , perfilamos los álabes y obtenemos una ley $\beta_2^* = \beta_2^*(r)$, que cumple con la imposición de diseño en un punto de trabajo. Al cambiar éste, sin embargo, quien persiste es la relación $\beta_2^* = \beta_2^*(r)$, y tal ley, a partir de las expresiones, anteriores, es la que nos servirá de base de partida para ver cómo es este nuevo flujo a través del rodete.

Pero planteemos las ecuaciones en su contexto más general, cuando admitimos que el flujo de fluido a través del rodete no es totalmente cilíndrico, tal y como se muestra en la Figura III.25. El vector velocidad tendrá tres componentes, si bien hay que admitir que debido al confinamiento v_r tendrá escasa entidad. La ecuación de Navier-Stokes, en cilíndricas, para la proyección radial, se expresa como:

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_u}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_u^2}{r} + v_m \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = \\ = -k_r - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_u}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (50)$$

en donde, con las hipótesis de:

- fluido ideal ($\mu = 0$).
- flujo estacionario ($\partial v_r / \partial t = 0$).
- fuerzas gravitatorias despreciables ($k_r = 0$).
- velocidad $v_r \neq 0$, pero de escasa entidad por la existencia de contornos coaxiales próximos.

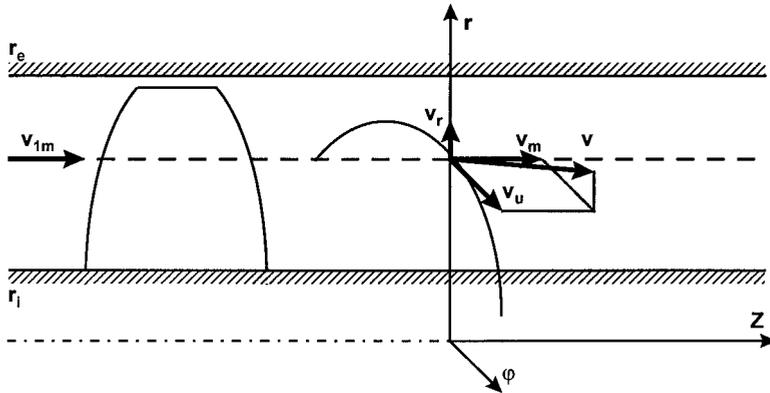


Figura III.25. Flujo no cilíndrico a través del Rodete de una Bomba Axial.

resulta finalmente, la expresión

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{v_u^2}{r}$$

El segundo miembro representa las fuerzas centrífugas del movimiento giratorio y queda compensado por el gradiente de presiones radial. Esta ecuación está aplicada a cualquier volumen elemental, por lo que, particularizándola a la misma salida del rodete, tendremos:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_2}{\partial r} = \frac{v_{2u}^2}{r} \quad (51)$$

Por otra parte, la altura ganada por una partícula de fluido al atravesar el rodete viene dada por la ecuación de Euler aplicada entre entrada y salida (Ecuación (6)):

$$H_i = \frac{u_2 v_{2u}}{g} \quad (52)$$

Finalmente, un balance energético aplicado por unidad de peso de fluido (con fluido incompresible, términos gravitatorios despreciables y régimen estacionario), proporciona la ecuación de Bernoulli de la forma:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} + H_t = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_{2m}^2 + v_{2u}^2}{2g}$$

en donde hemos supuesto, además, $v_{2r} \approx 0$ y que la entrada es axial ($v_{1u} = v_{1r} = 0$).

Normalmente admitimos que la entrada es uniforme y el que trinomio de Bernoulli es constante en esta sección recta. Derivando la expresión anterior respecto del radio obtenemos:

$$\frac{\partial}{\partial r}(gH_t) = \frac{l}{\rho} \frac{\partial p_2}{\partial r} + v_{2u} \frac{\partial v_{2u}}{\partial r} + v_{2m} \frac{\partial v_{2m}}{\partial r} \quad (53)$$

que conjuntamente con las ecuaciones (51) y (52) constituyen un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas (p_2 , v_{2u} y v_{2m}). La ecuación de continuidad actúa como condición de contorno que permite determinar la constante de integración de v_{2m} , procedente de la resolución del sistema indicado:

$$Q = \int_{r_i}^{r_e} v_{2m} 2\pi r dr \quad (54)$$

Evidentemente, tal resolución presupone conocer H_t , bien como un dato de diseño o bien con la ley $\beta_2 = \beta_2(r)$ de conformado de álabes a la salida. Despreciando, en primera aproximación, la desviación, tal ley permite determinar $H_t = H_t(r)$ en función de una de los incógnitas, v_{2m} , y en consecuencia restituimos el equilibrio ecuaciones-incógnitas. Utilizando la ecuación (49) con la que abríamos la lección:

$$H_t(r) = \frac{l}{g} u \left(u - \frac{v_{2m}}{\tan \beta_2(r)} \right) \quad (55)$$

con $u = \omega \cdot r$.

Cuando se deba tener en cuenta la desviación, $\beta_2 \neq \beta_2^*$, entonces se dispone de las ecuaciones que ligan C_Z , C_X , l/l , v_{2u} , w_∞ .

Procedamos a resolver el conjunto de ecuaciones para las dos hipótesis de trabajo más sencillas y usuales, $H_t = \text{cte}$ y $H_t = K \cdot r$.

1.1 Caso de altura de elevación constante, $H_t = \text{cte}$.

De la expresión (52) obtenemos,

$$v_{2u} = \frac{gH_t}{u_2} = \frac{gH_t}{\omega} \frac{l}{r} = \frac{k}{r}$$

la cual representa una distribución de velocidades con "circulación constante", semejante a la del vértice libre.

La expresión (51) permite el cálculo de p_2 ,

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_2}{\partial r} = \frac{v_{2u}^2}{r} = \frac{k^2}{r^3} \Rightarrow p_2(r) = p_{2i} + \rho k^2 \int_{r_i}^r \frac{dr}{r^3}$$

resultando

$$p_2(r) = p_{2i} + \rho \frac{k^2}{2} \left(\frac{1}{r_i^2} - \frac{1}{r^2} \right)$$

y de (53) podemos efectuar el cálculo de v_{2m} :

$$0 = \frac{k^2}{r^3} + v_{2u} \frac{\partial v_{2u}}{\partial r} + v_{2m} \frac{\partial v_{2m}}{\partial r}$$

pero,

$$v_{2u} \frac{\partial v_{2u}}{\partial r} = -\frac{v_{2u}^2}{r} = -\frac{k^2}{r^3}$$

luego,

$$v_{2m} \frac{\partial v_{2m}}{\partial r} = 0 \Rightarrow v_{2m} = cte.$$

pudiendo determinarse tal constante a partir de la ecuación de continuidad (54).

Los resultados obtenidos garantizan que el movimiento de un filete fluido se realiza sobre la superficie lateral de un cilindro, al tener el flujo salida uniforme. Análogos resultados se hubieran obtenido con una entrada con prerrotación, siempre que diera lugar a una circulación constante $r \cdot v_{1u} = cte$, quedando entonces la condición de $H_t = cte$ como,

$$H_t = \frac{u}{g} (v_{2u} - v_{1u}) = \frac{u}{g} \Delta v_u = cte. \quad (56)$$

1.2 Caso de H_t proporcional al radio, $H_t = K \cdot r$.

De la expresión (52) se obtiene,

$$v_{2u} = \frac{g H_t}{u_2} = \frac{g K r}{\omega r} = \frac{g K}{\omega} = cte. = \lambda$$

De (51) tendremos,

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_2}{\partial r} = \frac{\lambda^2}{r} \Rightarrow p_2(r) = p_{2i} + \rho \lambda^2 \int_{r_i}^r \frac{dr}{r}$$

resultando,

$$p_2(r) = p_{2i} + \rho \lambda^2 \ln \frac{r}{r_i}$$

y de (53), obtendremos

$$g K = \frac{\lambda^2}{r} + 0 + v_{2m} \frac{\partial v_{2m}}{\partial r}$$

de donde,

$$v_{2m} \frac{\partial v_{2m}}{\partial r} = g K - \frac{\lambda^2}{r} = g K \left(1 - \frac{g K}{\omega^2 r} \right)$$

cuya integración proporcionará la distribución $v_{2m} = v_{2m}(r)$, determinándose la constante de integración por la ecuación de continuidad (54).

Teniendo en cuenta el supuesto inicial de que $H_t = K \cdot r$, la última expresión hallada se puede poner de la siguiente forma, operando adecuadamente,

$$v_{2m} \frac{\partial v_{2m}}{\partial r} = \frac{v_{2u}}{r} (u - v_{2u})$$

por lo que, como normalmente $u > v_{2u}$, la velocidad meridiana crecerá hacia la periferia, lo que comporta trayectorias excéntricas como las representadas en la Figura III.26, en el supuesto que estamos considerando.

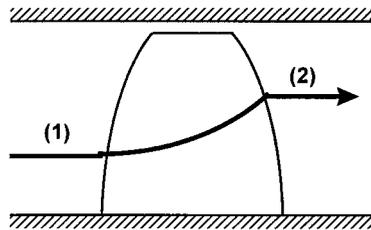


Figura III.26. Trayectorias curvas hacia la periferia en un Rodete de Bomba Axial.

Lo aquí expuesto se puede particularizar para el caso del difusor (con $H_t = 0$), o bien generalizar el desarrollo si incluimos pérdidas en la cascada de álabes, con tal de tener su ley de variación en función de r . El balance energético definitivo quedará como:

$$H_2 = H_1 + H_t - \Sigma h_f(r)$$

siendo H_2 la altura útil a la salida de la bomba, para el filete de radio r , y $\Sigma h_f(r)$ las pérdidas correspondientes a este filete.

2. Diseño de una Bomba Axial.

En el punto 4 de la lección 10 ya se exponía cuál es el proceso de cálculo del perfil correspondiente a un determinado filete fluido de una bomba axial. Quedaban, sin embargo, una serie de cuestiones sin resolver que vamos a abordar seguidamente.

Debemos referirnos, en primer lugar, al fraccionamiento de la bomba en una serie de filetes fluidos cuyo número, n , va a depender de la precisión de diseño que se desee; en general, conviene que sea un número impar al objeto de tener un filete medio. Sin embargo, lo que sigue nos vamos a referir a los triángulos extremos, exterior e interior respectivamente.

Una segunda precisión a la exposición efectuada en dicho punto son las rectificaciones a efectuar en los coeficientes C_X y C_Z considerando que el perfil forma parte de una cascada. Sólo un valor de $t/l \geq 2.5$ permite, con toda propiedad, utilizar las hipótesis de perfil aislado. Tales correcciones dependen, obviamente, del valor calculado para el paso relativo t/l .

Finalmente enfatizaremos en la elección del perfil. Está muy claro que definidos β_1 y β_2 tenemos una idea aproximada de las características reales del perfil, pero no exacta. En el presente punto vamos a desarrollar estos tres puntos comentados y al final trataremos de establecer una relación entre las principales características de un rodete axial y la velocidad específica n_q .

Los triángulos de velocidades correspondientes a filetes extremos quedan representados en la Figura III.27 y se han dibujado a escala. Se supone un diseño para el punto óptimo y con el supuesto de $H_t = cte.$ cualquiera que sea el filete fluido considerado.

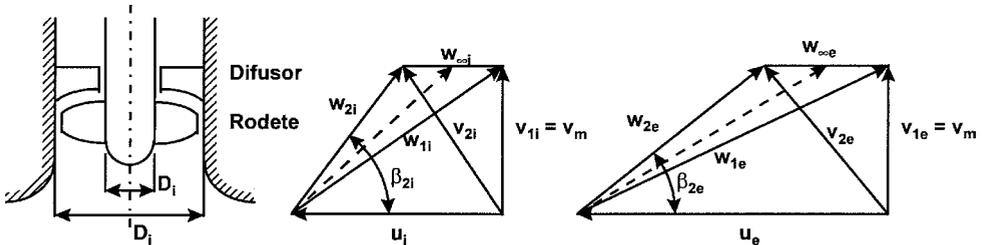


Figura III.27. Triángulos de Velocidad correspondientes a filetes extremos.

En las condiciones de diseño supuestos, se cumple $(v_{2u})_e < (v_{2u})_i$ al ser $H_t = cte.$ y $u_e > v_i$, lo que se traduce en una mayor l en la base de la pala (suponiendo ahora, para simplificar el razonamiento, la ausencia de pérdidas). En efecto,

$$\left(C_z \frac{l}{t} \right)_i = \frac{2(v_{2u})_i}{(w_{\infty})_i} \quad ; \quad \left(C_z \frac{l}{t} \right)_e = \frac{2(v_{2u})_e}{(w_{\infty})_e}$$

o bien, en general,

$$C_Z l = \frac{2v_{2u} t}{w_\infty} = \frac{2 \frac{gH_t}{\omega r} \frac{2\pi r}{Z}}{w_\infty} = \frac{4\pi g H_t}{\omega Z w_\infty} \quad (57)$$

Aplicando esta expresión a los radios interior y exterior de la bomba, obtenemos:

$$\frac{(C_Z l)_i}{(C_Z l)_e} = \frac{(w_\infty)_e}{(w_\infty)_i}$$

y como $(C_Z)_e > (C_Z)_i$, resulta $(C_Z l)_e > (C_Z l)_i$, o bien, $C_Z l$ aumenta al disminuir el radio.

Como además, los valores de C_Z no pueden variar mucho, y siempre dependiendo del tipo de perfil adoptado, se concluye que, en la práctica $l_i > l_e$.

Concluamos esta primera reflexión comentando que al estar acotados los valores l/t (paso relativo acotado), y concluir su aumento a un incremento notable de las pérdidas por fricción; este hecho se traduce en una limitación importante en la altura que puede proporcionar una bomba axial manteniendo un rendimiento elevado.

La segunda consideración está estrechamente relacionada con la ya expuesta, ya que las correcciones a introducir debido a la existencia de interacciones son distintas en función del filete fluido considerado, al depender de (t/l) . De ello hemos hablado en los puntos 1, 2 y sucesivos de la lección 11, pero es importante destacar en qué medida tales correcciones dependen del filete fluido.

A continuación vamos a hablar de la elección del perfil. Conocemos el cambio de dirección medio a que debemos someter la corriente fluida, $\beta_1 - \beta_2$, y pretendemos determinar la curvatura θ_{opt} del perfil para que lleve a cabo su cometido de la mejor manera, tal y como se muestra en la Figura III.28. Supongamos inicialmente el perfil aislado y tomemos una curvatura media del perfil como,

$$\theta = \beta_2^* - \beta_1^* = (\beta_2 - \delta) - (\beta_1 - \alpha)$$

Para calcular la desviación se dispone de fórmulas empíricas, ampliamente contrastadas. Una de las más utilizadas (Constant, Howell) es,

$$\delta = 0.26 \theta \sqrt{\frac{t}{l}}$$

válida para $0.8 < t/l < 2$; para $t/l < 0.8$, δ es prácticamente nula como ya sabemos.

Combinando ambas, se obtiene una expresión de la curvatura requerida por el perfil para cumplir su cometido. Resulta ser

$$\theta \left(1 - 0.26 \sqrt{\frac{t}{l}} \right) = \beta_2 - \beta_1 - \alpha$$

$$\theta = \frac{\beta_2 - \beta_1 - \alpha}{1 - 0.26 \sqrt{\frac{t}{l}}}$$

expresión que tiene en cuenta que el ángulo de incidencia relacionado con w_1 difiere ligeramente respecto a la tangente al borde de ataque (concretamente con el valor de α). De hecho se buscan perfiles que con pequeñas variaciones en torno a la dirección tangente al borde de ataque no produzcan despegues, de manera que tengamos un rendimiento aceptable en torno al punto de funcionamiento.

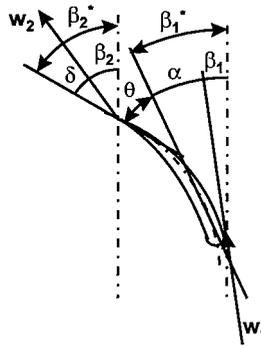


Figura III.28. Ángulos Característicos para definir la curvatura del álabe.

Finalmente, veamos la relación entre n_q y los parámetros fundamentales de la bomba axial. Tenemos

$$n_q = N \frac{\sqrt{Q}}{H^{3/4}}$$

y supongamos un diseño de la bomba efectuado con $H_t = \text{cte}$. Por otra parte, el caudal es,

$$Q = \frac{\pi D_i^2}{4} \left(\frac{1}{v^2} - 1 \right) v_m$$

siendo:

$$v = \frac{D_i}{D_e}$$

en tanto que la altura H , referida al filete interno, se expresa como

$$H = \eta_h H_t = \eta_h \frac{u_2 v_{2u}}{g} = \frac{\eta_h}{2g} \left(C_Z + \frac{C_X}{\tan \beta_\infty} \right)_i \left(\frac{l}{t} \right)_i u_i w_{\infty i} \quad (58)$$

habiendo tomado la relación entre v_{2u} , C_Z , C_X , l/t , β_∞ y w_∞ para el caso real.

Sustituyendo estas dos últimas expresiones en la definición de n_q , resultará,

$$n_q = \frac{30}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2g}{\eta_i} \right)^{3/4} \frac{\left(\frac{l}{v^2} - l \right)^{1/2} \left(\frac{v_m}{u_i} \right)^{1/2} \left(\frac{u_i}{w_{\infty i}} \right)^{3/4}}{\left(C_Z + \frac{C_X}{\tan \beta_\infty} \right)^{3/4} \left(\frac{l}{t} \right)^{3/4}} \quad (59)$$

Como quiera que, y según se ha visto, los valores C_{Zi} , C_{Xi} , $(l/t)_i$ y $u_i/w_{\infty i}$ están prácticamente definidos, no pudiendo actuar sobre ellos, el valor de n_q depende fundamentalmente del producto,

$$\left(\frac{v_m}{u_i} \right)^{1/2} \left(\frac{u_i}{w_{\infty i}} \right)^{3/4}$$

de manera que su incremento lleva implícito el crecimiento de la relación v_m/u_i y la disminución de v , estando ligados de alguna manera estas dos variaciones (si D_i disminuye, la relación v también disminuye y a su vez u_i , aumentando v_m/u_i).

3. Funcionamiento de una Bomba Axial a distintos regímenes.

La condición de diseño de una bomba axial es que en el punto de funcionamiento óptimo dé la mayor altura (supuesto el criterio $H_t = \text{cte}$). Sin embargo, cada filete fluido tiene su propia curva característica (analizada en el punto 5 de la lección 11), cuya pendiente es tanto menor cuanto mayor es β_2 (lo que ocurre en dirección al cubo), siendo la ordenada en el origen aproximadamente proporcional a u^2/g (en caso de $\delta = 0$, esta proporcionalidad se transforma en igualdad). En consecuencia, si representamos las rectas características de los filetes extremos tendremos algo semejante a la Figura III.29, en donde asimismo podemos ver las curvas reales correspondientes a estos filetes.

Fuera del punto de diseño ($H_t = \text{cte}$), a cada caudal corresponden alturas distintas. Si $Q < Q_0$, la altura crece a medida que nos acercamos a la periferia, de manera que tenemos una ley del tipo $H_t = K \cdot r$ (apartado 1.2 de esta lección). Veíamos cuando lo estudiábamos que los filetes externos suministran un caudal superior a los internos, y en consecuencia las trayectorias eran curvadas hacia la periferia. Por ello, la distribución de caudales para $Q < Q_0$ no es uniforme, de manera que, para un caudal medio bombeado Q , el filete exterior proporciona una altura que corresponde no al punto M sino al M_1 , como si el caudal medio fuese mayor que el real; a su vez, el filete interior tendrá un punto de funcionamiento no como N sino como N_1 , con un caudal medio inferior al real. Para los filetes intermedios los puntos de funcionamiento se situarán, pues, sobre el segmento M_1N_1 .

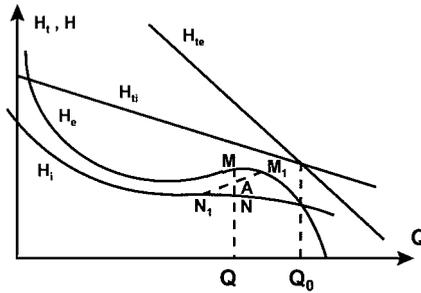


Figura III.29. Características teórica y real para los filetes extremos de una bomba axial.

El punto A (con caudal medio Q) corresponderá ya a la curva característica real final de la bomba, supuesto que el medio de los extremos del segmento M_1N_1 representa la media de la totalidad del filete. La determinación experimental de este punto dependerá, ciertamente, de la homogeneización de filetes y en ello influye, como sabemos, aspiración, rodete, difusor y codo. Debido, asimismo, a la heterogeneidad de los filetes, la determinación de la curva característica real de una bomba axial (en lo respectivo fundamentalmente a alturas), puede verse afectada por el punto de lectura de la presión y del tipo de ésta (estática o dinámica).

Vista la problemática general que envuelve la determinación de las curvas características, diremos que en lo referente a sus valores medios se obtienen geometrías del tipo de las representadas en la Figura III.30. En cuanto a la curva de alturas (Q, H) y potencias de accionamiento (Q, P_{acc}), destaca la existencia de tres zonas: descendente, ascendente (e inestable en ocasiones, según veremos) y de nuevo descendente, en donde encontramos el punto de funcionamiento óptimo, con caudal Q_0 .

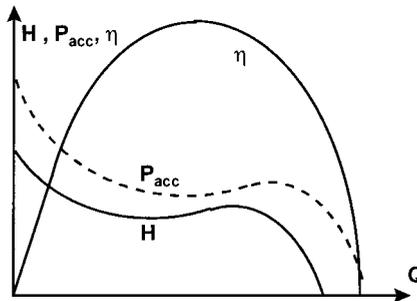


Figura III.30. Características Reales para una Bomba Axial.

A caudales decrecientes, el punto P corresponde en general a la aparición de despegues en la zona más cargada de las palas. La parte MN, aunque corresponde a un funcionamiento de conjunto estable, presenta muchas veces un funcionamiento mecánico ruidoso y la aparición

además de vibraciones. Por ello, la parte de funcionamiento aconsejable se encuentra a la derecha de P. Sin embargo, en ocasiones no aparece la zona inestable, cuando la relación v_m/u es pequeña (n_q más bajos, según se ha visto), y en consecuencia también lo sean los valores de β .

La curva de potencia absorbida da, por lo general, un valor doble para caudal nulo que el requerido para el punto de funcionamiento óptimo. Este hecho puede presentar inconvenientes, principalmente en el arranque de este tipo de bombas. Ello es debido a los obstáculos que impiden la rotación del agua que tiende a girar normalmente con la rueda, por lo que esta potencia disminuirá al aumentar la distancia entre el rodete y el difusor, y separando el soporte anterior del eje de la entrada del rodete. Asimismo influyen el número de álabes y la relación de diámetros $v = D_i/D_e$.

En las bombas axiales tiene una gran influencia en la característica final que pueden presentar, el hecho de tener una aspiración uniforme, máxima cuando cada filete fluido tiene, a lo largo del rodete, un tratamiento particular. En tal sentido, es fundamental uniformar el flujo y evitar la prerrotación a la entrada del rodete.

4. Introducción a las Bombas Helicentrífugas.

Las turbomáquinas axiales son un caso límite de las helicentrífugas, en las que llega a suprimirse el disco exterior como consecuencia de la menor importancia del caudal de fugas en el huelgo entre álabes y carcasa, frente a la disminución que se deriva en las pérdidas por rozamiento, consecuencia de la supresión de tal disco. En definitiva, se va tendiendo a una morfología óptima en función de las necesidades (Q, H).

A su vez, las helicentrífugas están entre las centrífugas y las axiales, y corresponden a valores intermedios de n_q ; en su estudio hay que tener presente las diferencias que aparecen en cada uno de los filetes fluidos, por lo que su estudio se asemeja más a una bomba axial. El flujo, sin embargo, se encuentra confinado entre canales móviles de geometría helicentrífuga; vamos a ver como se procede, por lo general, a realizar su estudio.

En el supuesto de que el criterio de diseño sea comunicar idéntica altura H_t a todos los filetes, que el fluido sea ideal y que tengamos una entrada uniforme energéticamente hablando, podemos suponer que el flujo meridiano deriva de un potencial y trazar una red de corriente en el interior del canal que forma el rodete. Se visualiza en la Figura III.31 una sección meridiana del mismo.

La red de corriente que trazaremos prescinde por completo de la existencia de álabes en el interior del rodete. Estos deben ser trazados a posteriori, según veremos, de modo que no afecten a la red previamente obtenida.

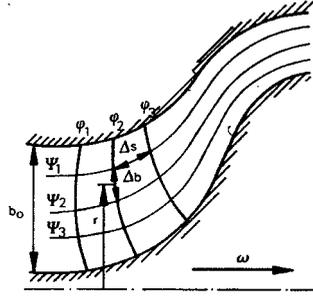


Figura III.31. Red de corriente en el interior del canal de bombas helicocentrífugas.

El trazado de la red se efectúa teniendo en cuenta, sin embargo, la simetría cilíndrica del problema. Para ello se subdivide el canal móvil en un número par de conductos de manera que se tenga un filete medio representativo del flujo. Supongamos sea X el número de canales (que deberá ser tanto mayor cuanto más precisión se requiera), de manera que plantearemos la ecuación de continuidad según,

$$\Delta Q = \frac{Q}{X} = 2\pi r \Delta b v_m \quad (60)$$

e impondremos la condición de que la velocidad meridiana es la derivada de la función potencial con respecto de la línea de corriente,

$$v_m = \frac{\partial \phi}{\partial S} \approx \frac{\Delta \phi}{\Delta S} \quad (61)$$

De la combinación de ambas expresiones resulta,

$$\frac{Q}{X} = 2\pi r \Delta b \frac{\Delta \phi}{\Delta S} = cte. \quad (62)$$

y adoptando iguales incrementos entre líneas equipotenciales consecutivas, llegamos a,

$$\frac{\Delta b}{\Delta S} r = cte. \quad (63)$$

que resulta ser la condición que debe cumplir todo el reticulado de la red. Esta se construye a partir de las líneas de corriente en origen y final del canal, en donde el flujo uniforme permite conocer su trazado; siguiendo el canal del rodete, se unen juiciosamente ambos extremos. El conocimiento del caudal circulante por cada canal helicocentrífugo y el primer tanteo efectuado para las líneas de corriente (lo que presupone un Δb dado), permite determinar v_m a partir de la expresión (60). Fijado el incremento de ϕ (esto es, $\Delta \phi$), la ecuación (61) permite obtener ΔS y a partir de este valor, las líneas equipotenciales, que se trazarán de modo que queden perpendiculares a las líneas de corriente.

Finalmente la ecuación (63) confirmará la bondad del trazado de la red al aplicarla a cada retícula. Diversas mejoras consecutivas permitirán ir acercándonos a la red de corriente definitiva.

La solución obtenida corresponde a un flujo a la salida uniforme que debe verificar en el punto de diseño la condición $r \cdot v_u = \text{cte}$ (consecuencia de imponer $H_t = \text{cte}$ a todos los filetes). Los álabes deben ahora trazarse de manera que no perturben el flujo establecido, y generalmente se utiliza la hipótesis de "cesión gradual de energía" que seguidamente pasamos a comentar. Partimos para ello de la fórmula de Euler,

$$H_t = \frac{u_2 v_{2u} - u_1 v_{1u}}{g}$$

o bien,

$$\frac{H_t}{2gH} = \frac{K_{u2} K_{v2u} - K_{u1} K_{v1u}}{g}$$

que fácilmente se escribe,

$$\frac{I}{2\eta_h} = K_{u2} K_{v2u} - K_{u1} K_{v1u}$$

en donde $K_{u2} \cdot K_{v2u}$ representa, en forma adimensional, la energía que dispone un filete fluido a la salida. La condición de diseño $H_t = \text{cte}$ y admisión uniforme equivale a escribir

$$K_{u2} \cdot K_{v2u} = \text{cte.}$$

$$K_{u1} \cdot K_{v1u} = \text{cte.}$$

que conjuntamente con el conocimiento de la red permiten determinar los ángulos β_1 y β_2 de las aristas de entrada y salida que se encuentran a su vez en planos meridionales formando entre sí un diedro de ángulo igual a $\Delta\theta$. El flujo no es plano debido a que la corriente circunferencial inducida lo convierte en helicentrífugo.

El hecho de trabajar con la altura manométrica H tras efectuar la hipótesis de fluido ideal supone considerar el líquido como tal sin olvidar la existencia de una capa límite. Pues bien, la condición de cesión gradual de energía supone admitir que el trayecto entre superficies de entrada y salida es dividido en un número de intervalos n (tantos más cuanto mayor precisión se requiera) y admitir que la energía cedida al fluido (proporcional a $1/2\eta_h$) se hace de una manera uniforme y progresiva. Si el total se transmitía en un ángulo $\Delta\theta$, el parcial se llevará a cabo en $\Delta\theta/n$. Al cabo de este ángulo girado el triángulo de velocidades en este punto habrá aumentado proporcionalmente a $(1/2\eta_h \cdot 1/n)$, podemos ir perfilando de modo progresivo el álabe. Más detalles pueden verse, por ejemplo, en la obra de Mataix, capítulo 11; en ella, el método de diseño de máquinas hidráulicas helicentrífugas se emplea para diseñar rodetes de turbinas Francis.

En resumen, el incremento de energía depende (al menos teóricamente), de forma exclusiva de los triángulos de velocidad a la entrada y salida. El conformado de los álabes se efectúa admitiendo que el total de la energía recibida por el fluido (supuesto el caso de una bomba) se recibe de modo uniforme y progresivo en determinadas secciones rectas analizadas, y cuyo número coincide con n .

Para concluir esta sucinta exposición de las bombas helicocentrífugas hay que referirse al estudio de las condiciones de equilibrio fuera del punto de diseño. Su estudio es más complejo que el presentado en las bombas axiales, debido a que las trayectorias helicocentrífugas introducen bombas axiales, debido a que las trayectorias helicocentrífugas introducen nuevos términos en las ecuaciones, además de requerirse el análisis en más de una dirección.

El campo de velocidades en un punto genérico tiene componente meridiana v_m (a lo largo de la dirección s) y componente circunferencial v_u (excepto en la entrada, si no tenemos prerrotación). Sin embargo, y debido al contorno, es despreciable la componente en dirección normal (en las bombas axiales equivalía a despreciar v_r); el flujo tiene, además, simetría de revolución.

Nuevamente habría que partir de las ecuaciones de Navier-Stokes, esta vez en coordenadas intrínsecas, con dos direcciones significativas debido a que la tercera es anulada por la simetría. Las aceleraciones existentes en el flujo son:

| | | |
|---------------------------------------|---------------------------------------|--|
| Movimiento meridiano: | $v_m \frac{\partial v_m}{\partial s}$ | (convectiva) |
| | $\frac{v_m^2}{R}$ | (centrífuga, con R radio de curvatura de la trayectoria) |
| Movimiento giratorio inducido: | $\frac{v_u^2}{R}$ | (con r radio del punto genérico estudiado). |

Con auxilio de la Figura III.32 y el concurso de las ecuaciones de Navier-Stokes en intrínsecas, se establecen fácilmente las condiciones de la dinámica del flujo para cualquier Q . Son:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = -v_m \frac{\partial v_m}{\partial s} + \frac{v_u^2}{r} \operatorname{sen} \epsilon$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{v_m^2}{R} + \frac{v_u^2}{r} \operatorname{cos} \epsilon$$

que pueden ser particularizados para un punto genérico del borde de entrada (1), sin prerrotación,

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_1}{\rho} &= -\frac{v_{1m}^2}{2} + cte. \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_1}{\partial n} &= -\frac{v_{1m}^2}{R_1} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \left. \begin{aligned} E_1 &= \frac{p_1}{\rho} + \frac{v_{1m}^2}{2} = \frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_1}{\partial n} &= -\frac{v_{1m}^2}{R_1} \end{aligned} \right\}$$

y análogamente, para la salida (2),

$$\frac{p_2}{\rho} = E_1 + H_t(\varphi) - \frac{v_{2m}^2}{2} - \frac{v_{2u}^2}{2}$$

la cual representa el Bernoulli, en fluido ideal, a lo largo de un filete fluido y en donde suponemos que $H_t(\varphi)$ es un dato de diseño, igual que en bombas axiales.

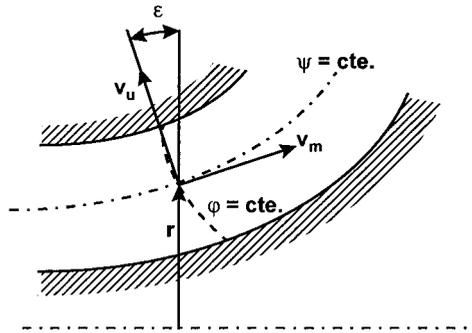


Figura III.32. Campo de velocidades en un punto genérico para bombas helicentrífugas.

En definitiva, queda,

$$E_1 + H_t(\varphi) = \frac{p_2}{\rho} + \frac{v_{2m}^2 + v_{2u}^2}{2}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{v_{2m}^2}{R_2} + \frac{v_{2u}^2}{r_2} \cos \epsilon_2$$

$$H_t = \frac{u_2 v_{2u}}{g}$$

La ecuación de continuidad globalmente considerada (a lo largo de una función equipotencial) nos va a permitir establecer el equilibrio final entre filetes, al comprobar si la totalidad de velocidades meridianas calculadas dan lugar al caudal prefijado Q .

Como vemos, es una generalización de lo expuesto en el primer apartado de esta lección. Aquí tenemos una ecuación más, la de $\partial p / \partial s$, con la incógnita adicional del radio de curvatura R de la línea de corriente. A partir de distintas hipótesis sobre $H_t(\varphi)$, o lo que es más real, de la ley de variación del ángulo $\beta_2 = \beta_2(r)$ en la arista de salida, se puede determinar el flujo en los distintos canales de las bombas axiales.

MÁQUINAS HIDRÁULICAS

IV. Teoría de la Semejanza



**Grupo
Mecánica
de Fluidos**

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

APLICACIÓN DE LAS LEYES DE LA SEMEJANZA A LAS TURBOMÁQUINAS HIDRÁULICAS

LECCIÓN 13 *Introducción a las Leyes de Semejanza.*

1. *Introducción.*

Las leyes generales de la semejanza, aplicadas a las turbomáquinas hidráulicas, nos van a permitir estimar las características de funcionamiento de una máquina dada a partir de las de otra semejante. En la práctica son muchas las aplicaciones en las que se hace uso de las leyes de semejanza. Todas ellas giran en torno a tres objetivos fundamentales:

- a) *Determinar las curvas de respuesta de una bomba cuando cambia su velocidad de rotación.*

De interés para el fabricante con el fin de estimar las curvas de una bomba girando a una velocidad diferente de la de ensayo, bien sea una velocidad de sincronismo en el caso de un arrastre directo con motor eléctrico, o bien a cualquier otra velocidad en caso de un arrastre indirecto o mediante un motor de combustión tipo Diesel. Desde el punto de vista de la explotación, el cambio de la velocidad de giro mediante variadores de frecuencia está siendo utilizado como uno de los modos de regulación más eficiente de las bombas. Finalmente, para el estudio del golpe de ariete por parada de bomba, nos será también necesario conocer la respuesta de la misma a distintas velocidades de giro.

- b) *Obtener las características de una máquina semejante a otra dada, pero de diferente tamaño.*

En el caso de las bombas, el cambio escalonado del tamaño del rodete según criterios normalizados constituye el principio de la fabricación en serie. El fabricante trata con ello de cubrir con un modelo de bomba dado una amplia zona del diagrama $H-Q$, pudiendo finalmente adaptar el punto óptimo de trabajo de la bomba seleccionada al valor deseado mediante el recorte del diámetro del rodete. Tanto para estimar las curvas de los diferentes rodets como para determinar el recorte necesario, se requiere la aplicación de las leyes de semejanza.

Por otra parte, el deseo de disminuir al máximo el riesgo de un diseño defectuoso en la construcción de máquinas de gran potencia, ha aconsejado desde hace mucho tiempo efectuar ensayos con modelos reducidos, sobretodo en el caso de las turbinas. Al objeto de

que los resultados obtenidos en los modelos de ensayo se puedan trasladar a los grandes prototipos, se precisa conocer con exactitud el alcance de las leyes de semejanza y las condiciones en que éstas pueden ser aplicadas.

- c) *Parametrizar el comportamiento de las máquinas ensayadas a través de ábacos adimensionales y diagramas universales.*

La finalidad de estos ábacos es disponer de valores de referencia para futuros diseños, lo que se consigue caracterizando la geometría y comportamiento de las máquinas actuales mediante una serie parámetros adimensionales. También a través de estos parámetros se puede generalizar el comportamiento de una familia de bombas semejantes mediante leyes o diagramas universales. Finalmente el parámetro n_q , conocido como velocidad específica, nos permitirá seleccionar la bomba más adecuada para una determinada aplicación, además de utilizarse como valor de referencia para expresar el resto de los parámetros adimensionales.

De todo ello trataremos en la presente unidad didáctica, de gran importancia para entender el mundo de las turbomáquinas hidráulicas, tanto desde el punto de vista de su morfología como de su comportamiento.

Esta unidad posee un carácter general para todas las turbomáquinas, motivo por el cual hemos considerado conveniente adelantarla a otras unidades con contenidos más específicos, en contraposición al criterio de otros autores.

2. Condiciones de Semejanza.

En el curso de Mecánica de Fluidos se establecieron las condiciones generales de semejanza, según las cuales, una vez garantizadas la semejanza geométrica y cinemática entre modelo y prototipo, había que igualar a continuación todos los parámetros fundamentales de la Hidráulica que intervinieran en el fenómeno, para poder establecer finalmente la semejanza dinámica y trasladar, como consecuencia, los resultados del modelo al prototipo. La aplicación de la semejanza a las turbomáquinas constituye un caso particular, en el que para conseguir la semejanza cinemática habrá que tener en cuenta la velocidad de giro de la máquina, que aparece como un grado de libertad adicional respecto a los clásicos modelos estáticos de laboratorio.

Veamos, pues, con más detalle cada uno de estos requisitos, para el caso que nos ocupa.

- *Semejanza geométrica.* El modelo de la máquina ha de ser geoméricamente semejante al prototipo, tanto en lo relativo al rodete (diámetros exterior e interior, ángulos de los álabes y trazado, etc.) como al cuerpo exterior de la máquina y sus órganos auxiliares (difusor, caracol, tubo de aspiración, etc.). Esta condición, en principio fácil de cumplir, tropieza a veces con dificultades insuperables en lo referente a rugosidades superficiales, juegos y holguras de las partes móviles respecto a las fijas, etc., sobretodo cuando la escala geométrica (longitud modelo/longitud prototipo) es muy pequeña. Esta semejanza es preceptiva en la

medida de sus posibilidades. No obstante, como veremos, en ocasiones será suficiente con garantizar la semejanza en las condiciones de salida del rodete (caso del recorte).

- *Semejanza cinemática.* La semejanza cinemática exige, al tratarse de un movimiento sobre contornos móviles, que en puntos de funcionamiento semejantes del modelo y el prototipo, los triángulos de velocidades sean proporcionales, es decir, con todos sus ángulos iguales. Como los triángulos dependen de la geometría y velocidad de giro del rodete, y también del caudal de circulación en lo referente a las velocidades meridianas, supuesto que se cumple la semejanza geométrica y fijadas las velocidades de giro, para un punto de funcionamiento del prototipo sólo habrá un punto de funcionamiento del modelo que resulte cinemáticamente semejante a él. A los puntos de funcionamiento que guardan semejanza cinemática los denominaremos *puntos homólogos*.
- *Semejanza dinámica.* El modelo ha de ser también dinámicamente semejante al prototipo, lo cual en el sentido más estricto exige la igualdad de todos los parámetros adimensionales fundamentales de la Hidráulica que intervengan en el fenómeno (Strouhal, Euler, Froude, Reynolds, Mach, etc.) menos uno, el cual quedará automáticamente igualado al ser la ley de comportamiento del fenómeno una ley universal. De los parámetros referidos, tan solo el **número de Euler**, que contempla la altura de presión creada o aprovechada por la máquina, y el **numero de Reynolds** que contempla las pérdidas por fricción y choques, resultan significativos en las turbomáquinas, admitiéndose que la igualdad de éste último es suficiente para obtener la semejanza dinámica. Por ello, un ensayo en el que se cumplan las semejanzas geométrica y cinemática, y en el que además se conserve el *Re*, se puede considerar en la práctica como un ensayo en el que se cumplen las condiciones de **semejanza absoluta**.

Centrándonos en el caso de las bombas centrífugas, el número de Reynolds acostumbra a expresarse como $Re = u_2 D_2 / \nu$, o bien $Re = N D_2^2 / \nu$, siendo *N* la velocidad de rotación del rodete. Así pues, para igualar los *Re* en modelo y prototipo, suponiendo que circule el mismo fluido, se deberá aumentar la velocidad de rotación del primero en proporción al cuadrado de la relación de tamaños, lo que usualmente conduce a velocidades de giro impracticables, puesto que entre otros inconvenientes ocasionarían unos problemas de cavitación en el modelo no existentes en el prototipo. Una solución consiste en calentar el agua, o bien utilizar otro fluido de menor viscosidad, pero aún así las variaciones de viscosidad resultan limitadas. En la mayoría de las ocasiones no será posible conseguir la igualdad de *Re* en modelo y prototipo, por lo que hablaremos entonces de **semejanza restringida**.

En una primera aproximación se puede considerar que para puntos de funcionamiento homólogos en modelo y prototipo, la diferencia en los números de Reynolds no va a influir en exceso en los rendimientos, por lo que se pueden suponer iguales. Bajo este supuesto desarrollaremos a lo largo de esta unidad la llamada **Teoría de la Semejanza Absoluta**, bien entendido que aunque en realidad no se cumpla, así se supone. Los resultados serán aceptables siempre que las velocidades y tamaño de modelo no se alejen excesivamente de las del prototipo (variaciones de hasta el 50% son aceptables). Sin embargo, cuando las diferencias sean

importantes (en ensayos con modelos de turbinas por ejemplo), lo más exacto será tener presente la diferencia de Re aplicando fórmulas de conversión de rendimientos, lo que nos llevará a la **Teoría de la Semejanza Restringida**, la cual será estudiada en la última lección de esta unidad.

3. Leyes de semejanza absoluta.

Las leyes de la semejanza absoluta para turbomáquinas se pueden deducir a partir de las técnicas generales de análisis adimensional, o bien directamente a partir de las leyes que caracterizan el comportamiento de las Turbomáquinas Hidráulicas, procedimiento que adoptaremos en primera instancia, por su mayor claridad y sencillez. En la lección siguiente lo haremos desde el punto de vista del análisis adimensional.

Partiremos del supuesto de que se cumplen las semejanzas geométrica, cinemática y dinámica entre modelo y prototipo. En consecuencia, los rendimientos serán iguales en puntos de funcionamiento homólogos, así como el coeficiente de Pfliegerer por depender únicamente de parámetros geométricos.

Para las bombas se suelen tomar como variables independientes la velocidad de rotación N y una longitud característica D que se identifica usualmente con el diámetro exterior del rodete, siendo dependientes las restantes variables Q, H, P y M .

Identificando con el subíndice cero los valores correspondientes al modelo en un punto de trabajo determinado, y sin subíndice los correspondientes al prototipo funcionando en un punto homólogo, resulta fácil deducir la leyes de semejanza absolutas a partir de las ecuaciones de definición de cada una de las variables dependientes, teniendo en cuenta que por la proporcionalidad de los triángulos de velocidades, la razón entre cualquier componente de ésta y su homóloga siempre será la misma:

$$\frac{v_{2u}}{v_{2u0}} = \frac{v_{2m}}{v_{2m0}} = \frac{u_2}{u_{20}} = \frac{\omega}{\omega_0} \frac{r_2}{r_{20}} = \frac{N}{N_0} \frac{D}{D_0}$$

mientras que por otro lado todos los rendimientos se conservan, así como el coeficiente de Pfliegerer. En consecuencia, resulta:

$$\frac{H}{H_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \left(\frac{D}{D_0}\right)^2 \quad \text{a partir de } H = \frac{u_2 v_{2u}}{g} \mu \eta_h \rightarrow \alpha N^2 D^2 \quad (1)$$

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{N}{N_0} \left(\frac{D}{D_0}\right)^3 \quad \text{a partir de } Q = (2\pi r_2 b_2 v_{2m}) \eta_v \rightarrow \alpha N D^3 \quad (2)$$

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^3 \left(\frac{D}{D_0}\right)^5 \quad \text{a partir de } P_{eje} = \frac{\gamma Q H}{\eta_g} \rightarrow \alpha N^3 D^5 \quad (3)$$

$$\frac{M}{M_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \left(\frac{D}{D_0}\right)^5 \quad \text{a partir de } M_{\text{eje}} = \frac{P_{\text{eje}}}{\omega} \rightarrow \alpha N^2 D^5 \quad (4)$$

Para el caso de las turbinas, las leyes de semejanza absoluta son análogas a las de las bombas, con la única diferencia de que se suelen adoptar H y D como variables independientes, ya que H puede evolucionar con el tiempo mientras que N permanece rigurosamente constante impuesta por el sincronismo de la red. Las variables dependientes pasan a ser, en consecuencia, N , Q , P , y M , y entre puntos de funcionamiento homólogos podremos escribir:

$$\begin{aligned} \frac{N}{N_0} &= \frac{D_0}{D} \sqrt{\frac{H}{H_0}}; \quad \frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^2 \sqrt{\frac{H}{H_0}} \\ \frac{P}{P_0} &= \left(\frac{D}{D_0}\right)^2 \left(\frac{H}{H_0}\right)^{3/2}; \quad \frac{M}{M_0} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^3 \frac{H}{H_0} \end{aligned} \quad (5)$$

La primera relación se obtiene despejando de (1) y las restantes por sustitución del cociente N/N_0 por la referida relación. Las variables que aparecen en (5) hacen referencia en este caso a la altura neta y al caudal por la tubería forzada como variables de entrada a la máquina, y a la potencia y par obtenidos en el eje como variables de salida, en oposición al caso de la bomba donde potencia y par eran variables de entrada y altura útil y caudal de impulsión variables de salida.

4. Cambio de la velocidad de giro de un rodete.

Las leyes de semejanza para bombas vistas en el punto anterior nos permiten determinar las curvas características de una misma bomba funcionando a distintas velocidades de giro. En este caso, la relación de tamaños o escala geométrica será la unidad, y entre puntos homólogos se verificará:

$$\frac{H}{H_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^2; \quad \frac{Q}{Q_0} = \frac{N}{N_0}; \quad \frac{P}{P_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^3; \quad \frac{M}{M_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^2$$

indicando con el subíndice cero valores tomados de las curvas características a la velocidad de referencia N_0 .

De las dos primeras expresiones deducimos fácilmente:

$$\frac{H}{H_0} = \left(\frac{Q}{Q_0}\right)^2 \Rightarrow H = \frac{H_0}{Q_0^2} Q^2 = k Q^2 \quad (6)$$

de manera que todos los puntos de funcionamiento semejantes a uno dado (Q_0 , H_0), para una misma bomba girando a distintas velocidades, se encuentran sobre una parábola que pasa por el origen y por el punto de referencia. En todos los puntos de dicha parábola el rendimiento de será el mismo, constituyendo por consiguiente una curva de isorrendimiento, definida ésta

como el lugar geométrico de todos los punto homólogos a uno dado.

4.1 Construcción de las curvas semejantes por métodos gráficos.

Si se conoce la curva característica de una bomba a velocidad de giro nominal N_0 , $H_0 = H_0(Q_0)$, y (Q_0, H_0) es uno de sus puntos de funcionamiento, todos los puntos homólogos a éste se encontrarán sobre la parábola representada en la Figura IV.1.

El caudal del punto homólogo para la velocidad de rotación N será:

$$Q = \frac{Q_0}{N_0} N \quad (7)$$

el cual se puede determinar gráficamente trazando la vertical para dicho caudal hasta encontrar a la parábola anterior. Repitiendo la operación para otros puntos (Q'_0, H'_0) se irán obteniendo puntos (Q', H') de la curva característica correspondiente a la velocidad de giro N , los cuales una vez unidos permiten trazar la curva deseada $H = H(Q)$ a velocidad de giro N .

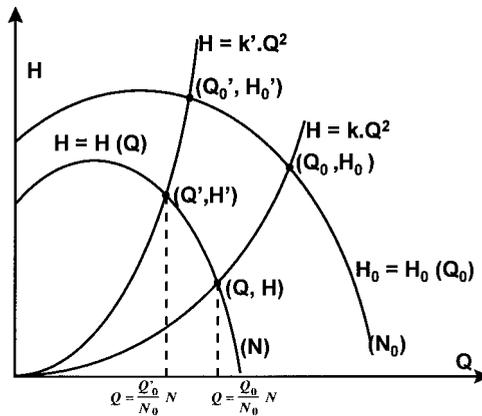


Figura IV.1. Curvas características de una misma bomba girando a diferentes velocidades de rotación.

Un procedimiento inverso al descrito se utilizará para determinar el rendimiento correspondiente a un punto cualquiera de la curva característica a la velocidad N , cuando únicamente se conoce la curva de rendimientos correspondiente a la velocidad nominal N_0 . En efecto, si queremos determinar el rendimiento que tendrá una bomba funcionando en el punto (Q, H) cuando gira a la velocidad N , basta trazar la parábola de isorrendimiento que pasa por dicho punto y prolongarla hasta cortar a la curva nominal en el punto homólogo (H_0, Q_0) , cuyo rendimiento, leído directamente sobre la curva correspondiente, será el mismo que para el punto deseado.

En la práctica, cuando se dan sobre un mismo diagrama las curvas de una bomba para determinadas velocidades de giro, no se acompañan explícitamente las curvas de rendimiento.

4.2 Obtención de las curvas semejantes por métodos analíticos.

La curva característica de una bomba $H = H(Q)$ a la velocidad de régimen N_0 la proporciona el fabricante bien en forma gráfica o bien en forma de distintos puntos de funcionamiento. Muchas veces, para los cálculos que se han de realizar en impulsiones hidráulicas, interesa disponer de la curva característica en forma analítica, ajustando a una serie de puntos de funcionamiento (Q_i, H_i) un curva del tipo:

$$H = A + B \cdot Q + C \cdot Q^2 \quad (8)$$

por el procedimiento de mínimos cuadrados, según el cual:

$$\sum_{i=1}^n \left[H_i - (A + B \cdot Q_i + C \cdot Q_i^2) \right]^2 = \min \quad (9)$$

siendo n el número de puntos tomados.

Así, para determinar los coeficiente A , B y C habrá que resolver el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma H_i &= NA + B \Sigma Q_i + C \Sigma Q_i^2 \\ \Sigma H_i Q_i &= A \Sigma Q_i + B \Sigma Q_i^2 + C \Sigma Q_i^3 \\ \Sigma H_i Q_i^2 &= A \Sigma Q_i^2 + B \Sigma Q_i^3 + C \Sigma Q_i^4 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

En lo que referente a la curva de rendimientos $\eta = \eta(Q)$, que pasa por el origen, la curva propuesta es:

$$\eta = EQ - FQ^2 \quad (11)$$

donde los coeficientes E y F se determinan, también, por mínimos cuadrados,

$$\sum_{i=1}^n \left[\eta_i - (EQ_i - FQ_i^2) \right]^2 = \min \quad (12)$$

El sistema resultante adoptará la forma

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n \eta_i \cdot Q_i &= E \sum_{i=1}^n Q_i^2 - F \sum_{i=1}^n Q_i^3 \\ \sum_{i=1}^n \eta_i \cdot Q_i^2 &= E \sum_{i=1}^n Q_i^3 - F \sum_{i=1}^n Q_i^4 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

A continuación nos planteamos cómo obtener, a partir de las expresiones analíticas planteadas para H y η correspondientes a una determinada bomba girando a la velocidad de régimen N_0 , las curvas de H y η para otras bombas geoméricamente semejantes a la de partida y girando a velocidad de rotación N diferente a la de régimen.

Denominando:

$$\alpha = \frac{N}{N_0} ; \lambda = \frac{D}{D_0} \quad (14)$$

a las escalas de velocidad y geométrica, entre los puntos de funcionamiento homólogos (H_0, Q_0) y (H, Q) podemos escribir las siguientes relaciones:

$$\frac{H}{H_0} = \alpha^2 \lambda^2 ; \frac{Q}{Q_0} = \alpha \lambda^3 \quad (15)$$

Si la bomba patrón, a velocidad de rotación N_0 , tiene las curvas de la forma:

$$H_0 = A + BQ_0 + CQ_0^2 ; \eta_0 = E Q_0 - F Q_0^2 \quad (16)$$

para otra bomba cualquiera, geoméricamente semejante a la patrón y girando a diferente velocidad de giro, encontraremos las siguientes relaciones:

$$H_0 = A + BQ_0 + CQ_0^2 ; \eta_0 = E Q_0 - F Q_0^2$$

$$\frac{H}{\alpha^2 \lambda^2} = A + B \left(\frac{Q}{\alpha \lambda^3} \right) + C \left(\frac{Q}{\alpha \lambda^3} \right)^2 ; \eta = E \left(\frac{Q}{\alpha \lambda^3} \right) - F \left(\frac{Q}{\alpha \lambda^3} \right)^2 \quad (17)$$

o bien, definitivamente,

$$H = \alpha^2 \lambda^2 A + \frac{\alpha}{\lambda} BQ + \frac{C}{\lambda^4} Q^2 \quad (18)$$

$$\eta = \frac{E}{\alpha \lambda^3} Q - \frac{F}{\alpha^2 \lambda^6} Q^2 \quad (19)$$

Cuando se trata de bombas geoméricamente semejantes girando a la misma velocidad de rotación, $\alpha = 1$, quedando:

$$H = \lambda^2 A + \frac{B}{\lambda} Q + \frac{C}{\lambda^4} Q^2$$

$$\eta = \frac{E}{\lambda^3} Q - \frac{F}{\lambda^6} Q^2 \quad (20)$$

mientras que, en caso de la misma bomba girando a diferentes revoluciones, $\lambda = 1$, obteniendo:

$$H = \alpha^2 A + \alpha B Q + C Q^2$$

$$\eta = \frac{E}{\alpha} Q - \frac{F}{\alpha^2} Q^2 \quad (21)$$

Estos desarrollos, aunque son incorrectos desde el punto de vista riguroso al no cumplirse la semejanza absoluta, son aceptables para las aplicaciones prácticas que se nos pueden presentar.

5. Cambio del tamaño del rodete.

Al tratar las leyes de semejanza por cambio en el tamaño del rodete, vamos a distinguir dos casos:

- el *cambio del rodete a otro tamaño*, manteniendo fielmente la geometría del rodete, y
- el denominado *recorte o torneado del rodete*, en el cual compararemos entre sí dos rodetes idénticos, a uno de los cuales se le ha disminuido el diámetro exterior -o bien se le ha agrandado el diámetro interior- practicando un rebaje del diámetro correspondiente con el torno.

El primer caso se presenta típicamente en ensayos con modelos, y también en la fabricación en serie de bombas centrífugas, helicentrífugas y axiales. El segundo caso constituye una forma de adaptar el punto de funcionamiento de las bombas centrífugas a las necesidades del sistema, y constituye asimismo un eslabón fundamental en la fabricación en serie de éstas.

5.1 Cambio del tamaño manteniendo la geometría

El mismo razonamiento visto hasta ahora se puede utilizar para la determinación de las curvas características de bombas geoméricamente semejantes girando todas ellas al mismo número de revoluciones, Figura IV. 2. Las relaciones de semejanza darán origen en este caso a las siguientes expresiones, válidas para puntos de funcionamiento semejantes:

$$\frac{H}{H_0} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^2 ; \quad \frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^3 ; \quad \frac{P}{P_0} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^5 ; \quad \frac{M}{M_0} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^5 \quad (22)$$

donde todos los puntos de funcionamiento semejantes a uno dado cumplirán la relación:

$$H = k Q^{2/3} ; \quad k = \frac{H_0}{Q_0^{2/3}} \quad (23)$$

siendo ahora las curvas de isorrendimiento parábolas de exponente $2/3$. Un punto de funcionamiento homólogo al (Q_0, H_0) de la bomba de diámetro D_0 , pero ahora en la bomba de diámetro D , estará sobre la parábola de isorrendimiento $2/3$ con un caudal $(D/D_0)^3 Q_0$. Uniendo los puntos de funcionamiento (Q, H) hallados de esta manera se determinará la curva característica de la bomba de diámetro D , semejante a la de diámetro D_0 girando a sus mismas revoluciones.

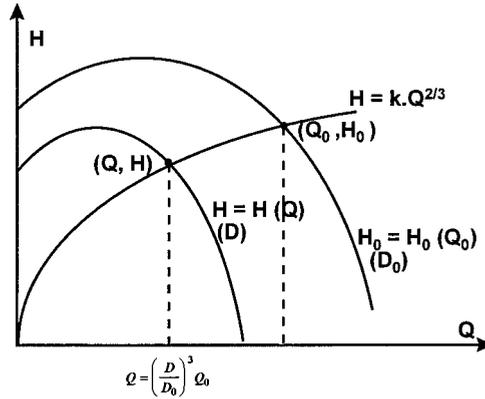


Figura IV. 2. Curvas características de bombas geoméricamente semejantes girando a igual velocidad de rotación.

5.2 El recorte del rodete

Un caso particular del anterior es el recorte del rodete, o torneado del diámetro exterior D_2 , con objeto de rebajar ligeramente la curva característica de la bomba para ajustarla a un punto de funcionamiento deseado. En este caso todos los parámetros de la bomba se mantienen constantes (incluso ancho b_2 y ángulo de salida β_2) excepto el diámetro exterior del rodete D_2 ; también la velocidad de rotación de la bomba vamos a suponerla constante.

Los estudios tradicionales muestran que en puntos de funcionamiento semejantes antes y después del recorte, Figura IV.3, tendremos las siguientes relaciones:

$$\left. \begin{aligned} Q_0 &= \pi D_{20} b_2 v_{2m0} \\ Q &= \pi D_2 b_2 v_{2m} \end{aligned} \right\} \frac{Q}{Q_0} = \frac{D_2 v_{2m}}{D_{20} v_{2m0}} = \frac{D_2 u_2}{D_{20} u_{20}} = \left(\frac{D_2}{D_{20}} \right)^2$$

$$\left. \begin{aligned} H_0 &= \frac{u_{20} v_{2u0}}{g} \eta_h \mu \\ H &= \frac{u_2 v_{2u}}{g} \eta_h \mu \end{aligned} \right\} \frac{H}{H_0} = \frac{u_2 v_{2u}}{u_{20} v_{2u0}} = \left(\frac{u_2}{u_{20}} \right)^2 = \left(\frac{D_2}{D_{20}} \right)^2 \quad (24)$$

siendo ahora las curvas de isorrendimiento

$$H = k.Q \quad ; \quad k = \frac{H_0}{Q_0} \quad (25)$$

o sea, rectas que pasan por el origen y por el punto (Q_0, H_0) de referencia.

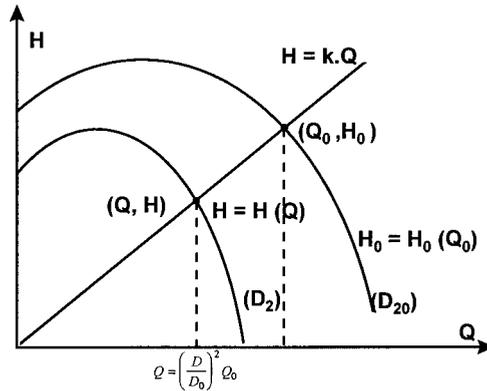


Figura IV.3. Curva característica obtenida por recorte de rodete.

Sobre esta recta estará el punto de funcionamiento homólogo al (Q_0, H_0) , pero con diámetro D_2 recortado. Este punto tendrá un caudal de

$$Q = \left(\frac{D_2}{D_{20}} \right)^2 Q_0 \quad (26)$$

Repitiendo este procedimiento a partir de otros puntos de referencia, se puede trazar la curva $H = H(Q)$ para bomba con rodete D_2 recortado. El recorte del rodete se suele realizar hasta un máximo del 10 ÷ 15 % del diámetro exterior, donde se puede suponer b_2 y β_2 constantes; además, fuera de este intervalo η_m puede disminuir excesivamente.

Sin embargo, el proyecto de norma internacional ISO/DIS 9906 que presenta el código de ensayos de recepción de las turbobombas, en su anexo F, prescribe una nueva solución para el recorte de rodete. En concreto, para aquellos casos en que el recorte de rodete no supere el 5% y para bombas cuyo número específico de revoluciones no sobrepase el valor de $n_q = 40$ (parámetro que se describe más adelante) el caudal y la altura se modifican según las expresiones:

$$\frac{Q}{Q_0} = \lambda_r \quad ; \quad \frac{H}{H_0} = \lambda_r^2 \quad (27)$$

siendo el valor de λ_r :

$$\lambda_r = \sqrt{\frac{(D_2^2 - D_i^2)}{(D_2^2 - D_i^2)_0}}$$

correspondiendo el subíndice $()_0$ a las dimensiones del rodete antes del recorte. En la práctica, se suele asumir que los efectos del diámetro a la entrada en la curva de la bomba son despreciables, por lo que la expresión anterior queda simplificada a:

$$\lambda_r = \frac{D_2}{D_{20}}$$

La resolución gráfica de las líneas con el mismo rendimiento práctico (no sería adecuado llamarlas líneas de isorrendimiento porque no existe el concepto de homología en el estudio del recorte de rodete) quedaría similar al presentado para el caso del cambio en la velocidad de giro:

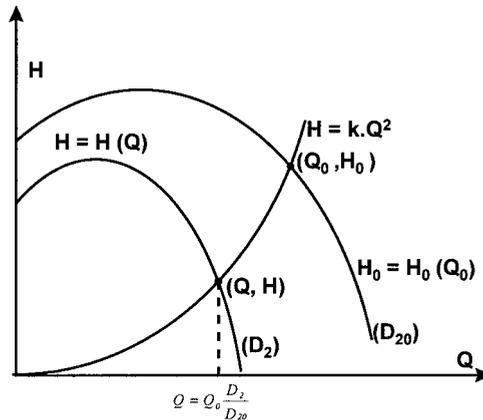


Figura IV.4. Recorte de rodete según la norma ISO/DIS 9906.

5.3 Colinas de isorrendimiento

En general, el constructor proporciona las curvas características de las bombas $H = H(Q)$ y potencia, para las velocidades de rotación usuales de los motores asíncronos 1450 y 2900 rpm.

Las curvas características de una bomba girando a velocidad diferente a la usual indicada en el catálogo, se pueden obtener haciendo uso de la teoría de semejanza que estamos viendo. Los puntos de funcionamiento semejantes se sitúan sobre parábolas que pasan por el origen de coordenadas; en estos puntos el rendimiento se puede suponer aproximadamente constante.

Sin embargo, en la práctica, a ambos lados de la velocidad para la cual se han determinado las curvas características de partida, el rendimiento no se mantiene constante a lo largo de las parábolas de funcionamiento semejante, sino que se cierran dando origen a curvas de isorrendimiento en forma de elipses, Figura IV.5 (colinas de isorrendimiento). Ello es debido a todas las pérdidas que no dependen del número de Reynolds, las cuales no cumplen la teoría general de la semejanza aplicada a las Turbomáquinas Hidráulicas.

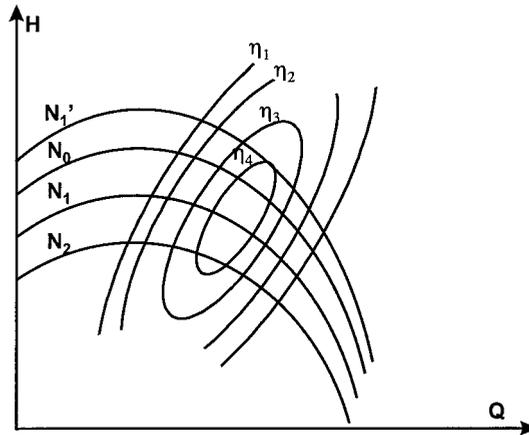


Figura IV.5. Colinas de isorrendimiento.

5.4 Fundamentos de la fabricación en serie

En principio, la fabricación de bombas para todos los regímenes de funcionamiento óptimo caracterizados por un par de valores (Q, H) es imposible. Afortunadamente, el caudal y la altura de una bomba pueden variar entre ciertos límites sin que el rendimiento quede fuertemente afectado; gracias a ello, un fabricante puede cubrir una superficie bastante extensa del plano $Q-H$ con un número de tipos y tamaños relativamente reducido. El criterio para la selección de estos tamaños consiste en pasar de uno a otro tipo o tamaño cuando el rendimiento baja, de manera que los gastos de fabricación de un tipo distinto sean compensados con una mejora del rendimiento. La nueva bomba será más cara; pero el coste de la energía anual ahorrada será mayor que la diferencia de costos reducida a una base anual.

Una práctica frecuente entre los fabricantes consiste en construir una serie de bombas con el mismo diámetro de entrada, escalonando juiciosamente los diámetros de salida. Para el cálculo de estas series las leyes de semejanza prestan una ayuda valiosa.

La Figura IV.6 muestra el campo característico (plano $Q-H$) cubierto por una serie de bombas para una velocidad de rotación de 1450 rpm. Este tipo de representación es hoy día corriente en los fabricantes de bombas. En la especificación que figura en el interior de cada cuadrilátero curvilíneo el primer número representa en mm el diámetro de la brida de aspiración y el segundo el diámetro exterior del rodete también en mm. Para la misma altura efectiva, o sea, para el mismo diámetro exterior, la serie consta de tamaños de caudal creciente, siendo la razón de la progresión geométrica de caudales igual a 2.

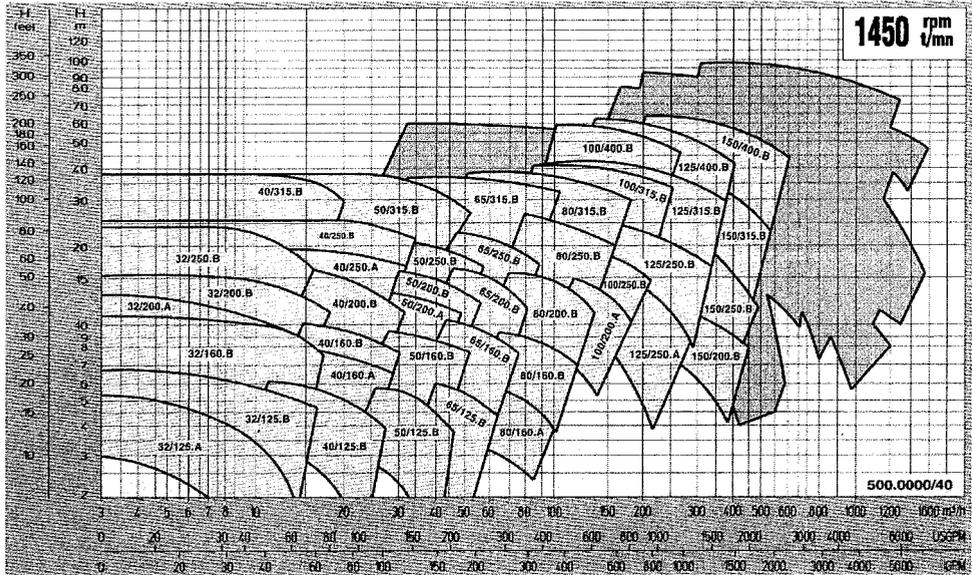


Figura IV.6. Campo característico cubierto por una serie de bombas normalizadas a 1450 rpm.

Al mismo diámetro de entrada en el rodete, es decir, al mismo diámetro en la brida de aspiración, corresponde aproximadamente el mismo caudal, y para el mismo caudal se dispone la serie de alturas efectivas crecientes en progresión geométrica de razón $1.6 \approx 10^{1/5}$; los diámetros exteriores siguen la proporción geométrica de razón $1.25 \approx 10^{1/10}$. Las expresiones siguientes justifican este planteamiento:

$$Q_{i+1} = 2 \cdot Q_i \quad ; \quad \frac{Q_i}{Q_{i+1}} = \lambda^3 \Rightarrow \lambda = \sqrt[3]{2} = 1.2599$$

$$\sqrt[10]{10} = 1.2589 \Rightarrow \lambda \approx \sqrt[10]{10}$$

$$D_{i+1} = \lambda \cdot D_i = \sqrt[10]{10} \cdot D_i$$

$$H_{i+1} = \lambda^2 \cdot H_i \approx \sqrt[5]{10} \cdot H_i$$
(28)

En general, las normas ISO (y la Norma DIN 24.255) recomiendan normalizar las bombas eligiendo razones de proporción adecuadas entre los números

$$\sqrt[3]{10}, \sqrt[10]{10}, \sqrt[20]{10}, \sqrt[40]{10}, \sqrt[80]{10}, \dots$$
(29)

propuestos por primera vez por el ingeniero francés Renard, y denominados, respectivamente, con R5, R10, R20, R40, R80,...

En la Figura IV.7 se representa el cuadrilátero curvilíneo correspondiente a uno de los tipos fabricados. Cualquier punto interior al mismo se puede conseguir recortando convenientemente el diámetro exterior de esta bomba, como se indica a trazos en la misma figura. Los números sobre las curvas límite superiores de los cuadriláteros curvilíneos indican las potencias de accionamiento trasegando agua.

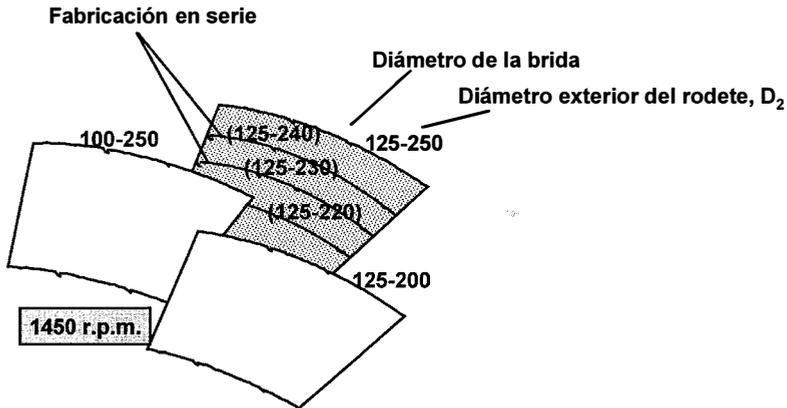


Figura IV.7. Cuadrilátero curvilíneo correspondiente a una bomba girando a 1450 rpm.

6. Velocidad específica de una bomba.

Si tenemos una bomba girando a la velocidad N_0 , de dimensiones D_0 y siendo $P_0(Q_0, H_0)$ uno de sus puntos de funcionamiento, cualquier otro punto del plano $Q-H$, por ejemplo el $P(Q, H)$, puede ser homólogo del de referencia si se cambian convenientemente tamaño y número de revoluciones de la bomba original. Ello se puede demostrar gráficamente, Figura IV.8, si pasamos de P_0 a P' cambiando solamente las revoluciones, y posteriormente de P' a P cambiando solamente el tamaño de la bomba. Como P_0 es homólogo de P' y éste homólogo de P , se concluye que P_0 es homólogo de P , pero al pasar de uno a otro se han modificado velocidad de rotación y dimensiones de la bomba.

Si de una bomba consideramos su punto óptimo de funcionamiento $P_0(Q_0, H_0)$ (será el punto de rendimiento máximo), podemos definir como velocidad característica de esta bomba a la velocidad de rotación de otra semejante, denominada patrón, que desarrolla una potencia útil de 1 CV, elevando agua a 1 m de altura, y funcionando en un punto homólogo al P_0 . Esto siempre es posible, por lo visto anteriormente.

Consideremos las expresiones de semejanza:

$$\frac{H}{H_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \left(\frac{D}{D_0}\right)^2 ; \quad \frac{P}{P_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^3 \left(\frac{D}{D_0}\right)^5 \quad (30)$$

Si a partir de ellas eliminamos la razón de semejanza $\lambda = D/D_0$, obtenemos la expresión:

$$N = N_0 \left(\frac{P_0}{P}\right)^{1/2} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{5/4} \quad (31)$$

e identificando (P, H, N) con $(1 \text{ CV}, 1 \text{ m}, n_s)$, siendo n_s la velocidad característica correspondiente al punto de funcionamiento óptimo (P_0, H_0, N_0) de la bomba de partida, la velocidad característica se calcula por la expresión:

$$n_s = N_0 \frac{\sqrt{P_0}}{H_0^{3/4}} \quad (32)$$

con n_s y N_0 en rpm, P_0 en CV y H_0 en m.

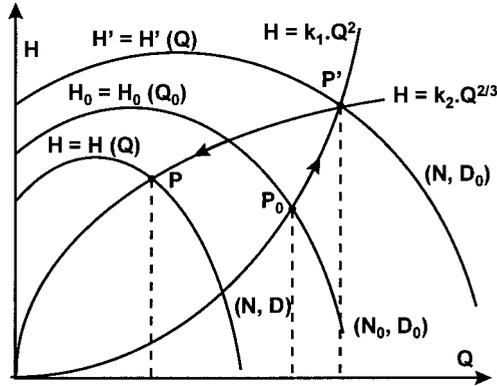


Figura IV.8. Homología entre puntos diferentes del plano H-Q.

En caso de haber eliminado la razón de semejanza λ entre la primera y segunda relaciones de semejanza, habríamos obtenido

$$N = N_0 \left(\frac{Q_0}{Q} \right)^{1/2} \left(\frac{H}{H_0} \right)^{3/4} \quad (33)$$

Teniendo presente la definición dada para la bomba patrón, el caudal que la misma trasiega en el punto homólogo al de partida, para el caso del agua, es de $0.075 \eta_0 \text{ m}^3/\text{s}$, y en definitiva podemos escribir:

$$n_s = N_0 \sqrt{\frac{Q_0}{0.075 \cdot \eta_0}} \frac{1}{H_0^{3/4}} \quad (34)$$

o bien,

$$n_s = \frac{3.65}{\sqrt{\eta_0}} N_0 \frac{\sqrt{Q_0}}{H_0^{3/4}} \quad (35)$$

siendo η_0 el rendimiento en el punto óptimo de funcionamiento, y viniendo dado Q_0 en m^3/s .

Este concepto, introducido por Camerer, se ha desarrollado asimismo a partir de los datos de definición de otra bomba patrón que trasiega $1 \text{ m}^3/\text{s}$ de fluido a una altura de 1 m , conservándose asimismo la semejanza con el punto óptimo de funcionamiento de la bomba inicial. Teniendo en cuenta la expresión deducida de la primera y segunda relaciones de semejanza, e identificando (Q, H, N) con $(1 \text{ m}^3/\text{s}, 1 \text{ m}, n_q)$, resulta:

$$n_q = N_0 \frac{\sqrt{Q_0}}{H_0^{3/4}} \quad (36)$$

donde n_q se denomina velocidad específica o número específico de revoluciones y es, de los dos definidos, el que utilizaremos con más frecuencia.

Comparando las definiciones dadas se concluye, para el caso del agua,

$$n_s = \frac{3.65}{\sqrt{\eta_0}} n_q \quad (37)$$

El número específico de revoluciones n_q (y también su equivalente n_s) es el parámetro de semejanza más significativo para el estudio de todas las turbomáquinas hidráulicas. Revela además, la forma completa del rodete, como tendremos ocasión de ver más adelante.

Se cumple que todas las Turbomáquinas Hidráulicas geoméricamente semejantes tienen el mismo número específico de revoluciones, siempre que se admita la hipótesis, alguna vez excesivamente simplista, de la igualdad de rendimientos.

El teorema inverso, que se puede enunciar diciendo que dadas dos turbomáquinas hidráulicas de igual número específico de revoluciones ambas son geoméricamente semejantes, no es cierto en general. Ello es así porque el mismo puede conseguirse con máquinas hidráulicas de geometría diferente. En definitiva, la geometría asociada a cada valor de n_q es la más recomendable, aunque no se puede afirmar que esta geometría tenga que ser preceptiva.

Para concluir diremos que existen tendencias para implantar un parámetro adimensional que haga las veces de n_s ó n_q y que en definitiva no dependa del sistema de unidades elegido. Este es el llamado "número de velocidad":

$$n_0 = \frac{\omega \sqrt{Q_0}}{(gH_0)^{3/4}} \quad (38)$$

donde ω viene expresado en rad/s. De todas maneras, aún estamos lejos de su utilización masiva.

Retomando el concepto de número específico de revoluciones, si hemos asumido unos parámetros de la bomba patrón, mediante la aplicación de las leyes de semejanza se puede definir un tamaño de la bomba patrón, que servirá para comparar las características geométricas de bombas con distintos n_q :

$$\frac{H_0}{H} = \left(\frac{N_0}{n_q} \right)^2 \left(\frac{D_2}{d_q} \right)^2 ; H = 1 \quad (39)$$

$$d_q = D_2 \frac{N_0}{n_q \sqrt{H_0}} = D_2 \frac{H_0^{1/4}}{\sqrt{Q_0}}$$

7. Coeficientes de velocidad.

Los coeficientes de velocidad se utilizan, sobre todo, en el predimensionado de TMH para caracterizar las velocidades más importantes y en el ensayo de las mismas para asegurar la semejanza cinemática en todo el trazado.

Definimos como coeficiente de una velocidad cualquiera, a la relación existente entre dicha velocidad y $(2gH_0)^{1/2}$, siendo H_0 la altura efectiva en las bombas o la neta en las turbinas hidráulicas, trabajando en el punto óptimo de funcionamiento. Este coeficiente será, pues, adimensional, y valdrá dado en general por una expresión del tipo:

$$K_v = \frac{v}{\sqrt{2gH}} \quad (40)$$

siendo, además, función de n_q .

Justificaremos a continuación de dónde salen estos coeficientes. Recordemos que:

$$n_q = N_0 \frac{\sqrt{Q_0}}{H_0^{3/4}} \quad y \quad d_q = D_2 \frac{H_0^{1/4}}{\sqrt{Q_0}} \quad (41)$$

Si tomamos una bomba de referencia de una familia de bombas geoméricamente semejantes, podemos escribir:

$$u_2 = \frac{\pi D_2 N_0}{60} = \frac{\pi}{60} d_q \frac{\sqrt{Q_0}}{H_0^{1/4}} n_q \frac{H_0^{3/4}}{\sqrt{Q_0}} = \frac{\pi}{60} d_q n_q \sqrt{H_0} \quad (42)$$

Para la bomba patrón de la serie se tendrá, análogamente,

$$u_{2q} = \frac{\pi d_q n_q}{60}, \quad \text{luego} \quad u_2 = u_{2q} \sqrt{H_0} \quad (43)$$

o bien, $u_{2q} = u_2 / H_0^{1/2}$, donde u_{2q} depende exclusivamente de n_q .

En la práctica, puesto que u_{2q} no es adimensional, se toma

$$K_{u2} = \frac{u_{2q}}{\sqrt{2g}} \quad (44)$$

que sí es adimensional, quedando el coeficiente de velocidad correspondiente a u_2 :

$$K_{u2} = \frac{u_2}{\sqrt{2gH_0}} \quad (45)$$

Además, de una manera análoga a ésta, se pueden definir tantos coeficientes de velocidad como velocidades se contemplen en una TMH. En la práctica, los K_v se dan en ábacos, en función de n_q . Sus valores hay que tomarlos tan sólo como aproximados, pues de lo contrario se puede llegar a incongruencias. De hecho, son valores medios típicos de predimensionado.

Se cumple que dos máquinas que tienen los mismos coeficientes de velocidad son semejantes. En efecto, estableciendo la relación de dos velocidades homólogas cualesquiera, al ser iguales los coeficientes de velocidad, el referido cociente será siempre igual a la raíz cuadrada de la relación de alturas. Por ello, los triángulos de velocidad serán semejantes en el punto considerado, los ángulos iguales y en definitiva las máquinas semejantes.

El recíproco de este teorema, enunciado como máquinas semejantes tienen los mismos coeficientes de velocidad, sólo es cierto cuando los rendimientos hidráulicos de ambas máquinas son iguales. En efecto, sean dos TMH semejantes, con lo que los triángulos de velocidad serán proporcionales. Estableciendo dicha proporcionalidad,

$$\frac{v_{2u}}{v_{2u0}} = \frac{u_2}{u_{20}} \quad (46)$$

y teniendo en cuenta las definiciones de los coeficientes de velocidad,

$$\frac{K_{v2u} \sqrt{2gH}}{K_{v2u0} \sqrt{2gH_0}} = \frac{K_{u2} \sqrt{2gH}}{K_{u20} \sqrt{2gH_0}} \Rightarrow \frac{K_{v2u}}{K_{v2u0}} = \frac{K_{u2}}{K_{u20}} \quad (47)$$

Por otra parte y concretando al caso de bomba centrífuga, tenemos:

$$H = \mu \eta_h \frac{u_2 v_{2u}}{g} \quad (48)$$

y sustituyendo las velocidades,

$$H = \mu \eta_h \frac{K_{u2} K_{v2u} 2gH}{g} \quad (49)$$

de donde, resulta:

$$\frac{1}{2} = \mu \eta_h K_{u2} K_{v2u} \quad (50)$$

Otra bomba semejante de la serie tendrá, análogamente,

$$\frac{1}{2} = \mu \eta_{h0} K_{u20} K_{v2u0} \quad (51)$$

de donde,

$$\eta_h K_{u2} K_{v2u} = \eta_{h0} K_{u20} K_{v2u0} \quad (52)$$

De esta última expresión y de la anterior podemos deducir que $K_{u2} = K_{u20}$ y $K_{v2u} = K_{v2u0}$ solamente cuando los η_h sean iguales, y en general, los coeficientes de velocidad serán iguales cuando los rendimientos sean iguales.

UNIDAD IV

APLICACIÓN DE LAS LEYES DE LA SEMEJANZA A LAS TURBOMÁQUINAS HIDRÁULICAS

LECCIÓN 14 *Curvas Universales. Semejanza Restringida.*

1. Teorema Π de Vaschy-Buckingham.

Como ya se ha dicho, las principales variables en el estudio de las turbomáquinas son el tamaño del rodete, D_2 ; la velocidad de giro del mismo, N ; la altura aportada por la máquina, H (también se puede expresar como incremento de presión, Δp); y el caudal trasegado, Q . Además, hay que incluir las propiedades del fluido, densidad ρ y viscosidad ν , así como la aceleración de la gravedad, g . Así, la diferencia de presión aportada por una Máquina se puede expresar como:

$$\Delta p = f(D_2, N, Q, \rho, \nu, g)$$

El teorema Π de Vaschy-Buckingham aplicado a la ecuación fundamental de las máquinas hidráulicas da lugar a otros grupos adimensionales.

Recordemos que dicho teorema expresa que si un fenómeno físico depende de $(m - 1)$ variables independientes, dicho hecho puede ser estudiado con arreglo a las variaciones que sufren $(m - n)$ parámetros adimensionales, siendo n el número de magnitudes fundamentales del sistema de unidades que se emplee. Estas magnitudes fundamentales deben ser obviamente adimensionales.

En el caso que nos ocupa, se han definido 7 variables independientes, y en el Sistema Internacional existen tres magnitudes fundamentales (tiempo T, longitud L, y masa M). Por tanto, serán necesarios 4 parámetros adimensionales.

Para conocer estos cuatro parámetros adimensionales vamos a aplicar el análisis dimensional. Las dimensiones de cada una de las variables son:

| | Δp | D | ρ | ν | Q | N | g |
|---|------------|-----|--------|-------|-----|-----|-----|
| M | 1 | 0 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| L | -1 | 1 | -3 | 2 | 3 | 0 | 1 |
| T | -2 | 0 | 0 | -1 | -1 | -1 | -2 |

Si asumimos como variables repetidas las correspondientes a D , ρ y N . A partir de ahí, despejaremos el valor de las otras 4.

Empecemos por el incremento de presión:

$$\pi_1 = \Delta p D^\alpha \rho^\beta N^\gamma = [ML^{-1}T^{-2}] [L^\alpha] [M^\beta L^{-3\beta}] [T^{-\gamma}] = [M^0 L^0 T^0]$$

de donde:

$$\left. \begin{aligned} 1 + \beta &= 0 \\ -1 + \alpha - 3\beta &= 0 \\ -2 - \gamma &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Con lo que despejando $\alpha = -2$, $\beta = -1$ y $\gamma = -2$ se obtiene el primer parámetro:

$$\pi_1 = \frac{\Delta p}{\rho N^2 D_2^2}$$

Si sustituimos el incremento de presión por la altura aportada por la bomba, obtenemos el primer parámetro, conocido como **Coefficiente de Altura Manométrica**:

$$\pi = \frac{\Delta p}{\rho N^2 D_2^2} = \frac{\rho g H}{\rho N^2 D_2^2} = \frac{g H}{N^2 D_2^2} \quad (53)$$

Es el turno del caudal:

$$\pi_2 = Q D^\alpha \rho^\beta N^\gamma = [L^3 T^{-1}] [L^\alpha] [M^\beta L^{-3\beta}] [T^{-\gamma}] = [M^0 L^0 T^0]$$

de donde:

$$\left. \begin{aligned} \beta &= 0 \\ 3 + \alpha - 3\beta &= 0 \\ -1 - \gamma &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Despejando ahora $\alpha = -3$, $\beta = 0$ y $\gamma = -1$ se obtiene el primer parámetro:

$$\pi_2 = \frac{Q}{N D_2^3} = \varphi \quad (54)$$

conocido como **Coefficiente de Caudal**.

Actuando de manera análoga con la viscosidad y la gravedad:

$$\pi_3 = \nu D^\alpha \rho^\beta N^\gamma = [L^2 T^{-1}] [L^\alpha] [M^\beta L^{-3\beta}] [T^{-\gamma}] = [M^0 L^0 T^0]$$

quedando el sistema:

$$\left. \begin{aligned} \beta &= 0 \\ 2 + \alpha - 3\beta &= 0 \\ -1 - \gamma &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Despejando ahora $\alpha = -2$, $\beta = 0$ y $\gamma = -1$ se obtiene el primer parámetro:

$$\pi_3 = \frac{v}{ND_2^2}$$

En este caso, la experiencia ha demostrado su utilidad utilizado como su inverso, y sustituyendo el producto ND_2 por la velocidad, que es dimensionalmente compatible. Así, nos quedará:

$$\pi_3 = \frac{v}{ND_2^2} \equiv \frac{v_2 D_2}{v} = Re \quad (55)$$

que no es otro sino el **Número de Reynolds**.

Por último,

$$\pi_4 = g D^\alpha \rho^\beta N^\gamma = [L^1 T^{-2}] [L^\alpha] [M^\beta L^{-3\beta}] [T^{-\gamma}] = [M^0 L^0 T^0]$$

quedando el sistema:

$$\left. \begin{aligned} \beta &= 0 \\ 1 + \alpha - 3\beta &= 0 \\ -2 - \gamma &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Despejando ahora $\alpha = -1$, $\beta = 0$ y $\gamma = -2$ se obtiene el primer parámetro:

$$\pi_4 = \frac{g}{N^2 D_2}$$

Aplicando la misma transformación que ha originado el número de Reynolds, nos quedará:

$$\pi_4 \equiv \frac{N^2 D_2^2}{g D_2} = \frac{v_2^2}{g D_2} = Fr \quad (56)$$

siendo en esta ocasión el **Número de Froude**.

Otros autores expresan los parámetros adimensionales (52) y (53) en función también v_2 , en lugar de N . Aquí se adopta las definiciones anterior por venir expresada en función de las variables que intervienen directamente en las definiciones de las leyes de semejanza (α y λ). De esta manera, si particularizamos para una familia de bombas centrífugas geoméricamente semejantes, la curva característica de una de ellas tiene la forma:

$$H = A - B Q^2$$

y, expresándola en función de π y ϕ , nos queda:

$$\frac{N^2 D_2^2}{g} \pi = A - B (N D_2^2 \phi)^2 \Rightarrow \pi = \frac{g}{N^2 D_2^2} A - B g D_2^4 \phi^2 \quad (57)$$

Otra bomba de la serie proporcionará la curva universal de toda la familia:

$$H_0 = A \alpha^2 \lambda^2 - \frac{B}{\lambda^4} Q_0^2 \Rightarrow \pi = \frac{g}{N^2 D_2^2} \alpha^2 \lambda^2 A - \frac{B}{\lambda^4} g D_2^4 \phi^2 \quad (58)$$

siendo $\alpha = N_0/N$ y $\lambda = D_{20}/D_2$.

Si expresamos los parámetros adimensionales anteriores, n_q y d_q en función de los que acabamos de definir, tendremos las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} n_q &= g^{3/4} \frac{\sqrt{\varphi}}{\pi^{3/4}} \\ d_q &= g^{-1/4} \frac{\pi^{1/4}}{\sqrt{\varphi}} \end{aligned} \tag{59}$$

2. Evolución de la Morfología y Comportamiento de los Rodetes en función de n_q .

2.1 Relación entre n_q y las características geométricas y cinemáticas del rodete.

También existe una relación directa y sencilla entre el grado de reactividad G_∞ y el coeficiente $\pi_{i,\infty}$, ya que:

$$G_\infty \approx 1 - \frac{v_{2u}}{2u_2}$$

de donde, haciendo las operaciones correspondientes queda:

$$G_\infty = 1 - \frac{3600}{2\pi^2} \pi_{i,\infty} \tag{60}$$

El número específico de revoluciones indica, observando su expresión de definición, rapidez de marcha, capacidad de admisión, y el valor inverso de la capacidad de presión. En principio, para cada par de valores Q y H determinados por el punto de funcionamiento de la instalación (y suponiendo la bomba trabajando en su punto óptimo), el n_q está prácticamente determinado al fijarse la velocidad de rotación del rodete en un valor próximo a la velocidad de sincronismo del motor eléctrico de arrastre, generalmente con uno o dos pares de polos (en la práctica, $N = 2.900$ rpm ó $N = 1.450$ rpm).

Vamos ahora a analizar la relación cualitativa entre n_q y las características geométricas del rodete, suponiendo la velocidad de rotación constante e igual a uno de los dos valores anteriormente reseñados. Según la expresión que relaciona n_q con π y φ , cuando $n_q \uparrow$ se cumplirá que $\varphi \uparrow$ ó que $\pi \downarrow$ ó ambos a la vez. Cuando $\varphi \uparrow$ tendremos que $D_2 \downarrow$ y viceversa.

Por otra parte, cuando $\pi \downarrow$, $G_\infty \uparrow$, y admitiendo que al pasar de una máquina a otra no se obtienen grandes variaciones de μ y η_p , ello quiere decir que $H \rightarrow H_p$ cada vez más. Pero,

$$H_p = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g}$$

y como en esta expresión pesa mucho más el primer término que el segundo, podemos concluir que cuando $\pi \downarrow$, $H \downarrow$, $H_p \downarrow$ y, en este caso, $(u_2/u_1) \downarrow$, o lo que es lo mismo, $(D_2/D_1) \downarrow$.

En conclusión, si $n_q \uparrow$, b_2 tiende a aumentar respecto de D_2 , y D_2 tiende a aproximarse a D_1 . De ello se concluye, a nivel cualitativo, la evolución de la geometría de los rodets indicada en la Figura IV.9, en función de distintos parámetros adimensionales y de n_q .

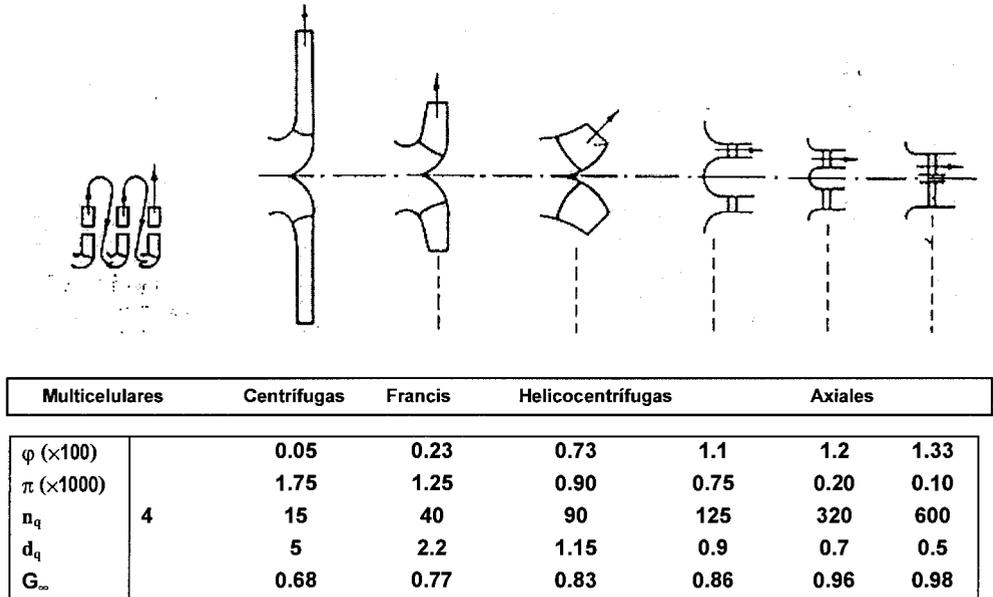


Figura IV.9. Tipos de Rodetes en función de diversos parámetros adimensionales.

En cuanto a d_q , en función de lo expresión (58), evolucionará a la inversa que n_q . Los tamaños relativos de los rodets de la Figura IV.9 son, además, proporcionales a n_q . Los rodets, según Pfleiderer, se pueden clasificar en función de n_q ó n_s , como se indica a continuación, entendiéndose que esta clasificación no es rigurosamente matemática:

- Rodete radial (lento) $n_q = 11 \div 38$ ($n_s = 40 \div 140$)
- Rodete Francis (normal) $n_q = 38 \div 82$ ($n_s = 140 \div 300$)
- Rodete helicoidal (rápido) $n_q = 82 \div 164$ ($n_s = 300 \div 600$)
- Rodete axial (más rápido) $n_q = 100 \div 500$ ($n_s = 365 \div 1800$)

2.2 Curvas características de las bombas en función de n_q .

Vamos a comentar la evolución de las curvas de rendimientos para bombas centrífugas en función de los valores de n_q , Figura IV.10.

- El rendimiento hidráulico varía poco con n_q y presenta una curva bastante plana, con un máximo aproximado en $n_q = 40$. Para n_q bajos, η_h decrece por aumentar la superficie de rozamiento. Para n_q altos, decrece al disminuir H y no poder reducirse más la $\Sigma \eta_h$.

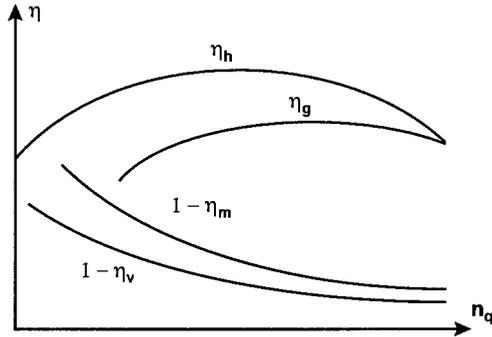


Figura IV.10. Rendimientos de una Bomba en función de n_q .

- Los η_v y η_m decrecen rápidamente para bajos n_q , el primero de ellos por aumento de fugas al aumentar la presión, y el segundo por aumento de las pérdidas en discos al aumentar el tamaño. Nekrasov aproxima para ellos las siguientes expresiones (recuérdese que son valores en el punto óptimo de funcionamiento siempre),

$$\eta_v = \frac{l}{1 + \frac{A}{n_q^{2/3}}} \quad (61)$$

con $A = 1$ en los casos normales. Este parámetro viene de suponer que:

$$\frac{q}{Q} = \frac{A}{n_q^{2/3}}$$

Por otra parte, se supone:

$$\frac{P_f}{P_i} = \frac{B}{n_q^2} \eta_v = \frac{B}{n_q^2} \frac{l}{1 + \frac{A}{n_q^{3/4}}} \quad (62)$$

con $B \approx 400$, de donde resulta:

$$\eta_m = \frac{l}{1 + \frac{P_f}{P_i}} = \frac{l}{1 + \frac{B}{n_q^2} \frac{l}{1 + \frac{A}{n_q^{3/4}}}} \quad (63)$$

- Para el rendimiento global η_g sale una curva bastante plana, pero más decreciente que η_h para bajos n_q y con el máximo alrededor de $n_q = 60$. Los valores de $\eta_{g,máx}$ están alrededor de $0.83 \div 0.87$, siendo este último valor en bombas de grandes dimensiones.

Ahora es el turno para estudiar la forma de las curvas características. Estas se estudian a partir de las curvas porcentuales de $H-Q$, $P-Q$ y η_g-Q , para diferentes valores de n_q y referidas todas ellas al punto nominal o punto óptimo de funcionamiento. Estas serán como se indica en la

Figura IV.11. Las conclusiones que se pueden obtener a la vista de estas curvas son las siguientes:

- En bombas con alto n_q , la curva $H-Q$ es toda descendente y puede presentar algunas zonas de inestabilidad en el centro.
- En bombas con alto n_q , la P crece al reducir el caudal. Ello puede constituir peligro de quemado del motor durante el arranque.
- En bombas de alto n_q , el η_g decae rápidamente al desviarnos del punto óptimo de funcionamiento.

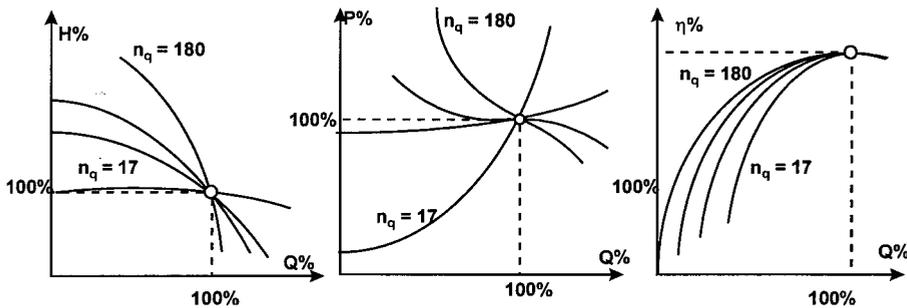


Figura IV.11. Curvas porcentuales de $H-Q$, $P-Q$ y η_g-Q , para diferentes valores de n_q , referidas al punto óptimo de funcionamiento.

2.3 Asociación de rodetes. Bombas de rodetes doble y multicelulares.

El campo de las bombas centrífugas ($n_q = 11 \div 82$) se puede ampliar mediante la asociación de rodetes en serie o en paralelo, Figura IV.12. En la asociación en serie, el caudal es el mismo en todos los rodetes, y la altura total es la suma de la altura comunicada por cada rodetes. En la asociación en paralelo, la altura es la misma para todos los rodetes, y el caudal total es la suma de caudales de cada rodetes.

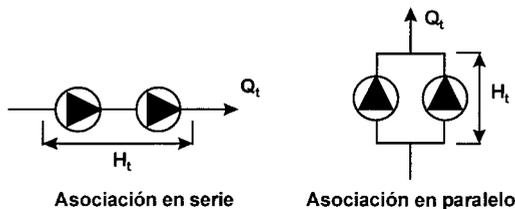


Figura IV.12. Asociación de rodetes en serie y en paralelo.

Suponiendo los rodetes girando al mismo N , el n'_q de cada tipo de asociación será, con todas las bombas iguales,

- En paralelo:

$$n'_q = N \frac{\sqrt{Q_t}}{H_t^{3/4}} = N \frac{\sqrt{Q z_p}}{H^{3/4}} = n_q \sqrt{z_p} \quad (64)$$

- En serie:

$$n'_q = n_q \frac{\sqrt{Q_t}}{H_t^{3/4}} = N \frac{\sqrt{Q}}{(H z_m)^{3/4}} = \frac{n_q}{z_m^{3/4}} \quad (65)$$

Si hubiese z_s rodets en serie y z_p de estas series en paralelo, el n'_q del conjunto, girando los rodets a igual N y siendo todos iguales, resulta ser:

$$n'_q = n_q \frac{\sqrt{z_p}}{z_s^{3/4}} \quad (66)$$

Así por ejemplo, la asociación en serie se emplea para obtener bajos valores de n_q , hasta 4, con rodets centrífugos (bombas multicelulares), y la asociación en paralelo para obtener grandes caudales con rodets centrífugos (bombas de doble rodete).

3. Semejanza Restringida. Conversión de Rendimientos.

3.1 Fórmula general para la conversión de rendimientos.

Vamos a desarrollar la formulación de la teoría semiempírica de carácter general, que nos relacione los puntos de funcionamiento homólogos de dos TMH geoméricamente semejantes, en el caso de que no se conserven los rendimientos en modelo y prototipo. Esta formulación corresponderá a la teoría de semejanza restringida, no conservándose el valor del número de Reynolds (Re) en puntos de funcionamiento homólogos.

El rendimiento hidráulico de una bomba se ha definido como:

$$\eta_h = \frac{H}{H + \sum h_h} = \frac{H}{H + \sum h_{h,r} + \sum h_{h,ch}}$$

siendo $\sum h_{h,r}$ las pérdidas por rozamiento en el interior del rodete, y que dependen de Re , y $\sum h_{h,ch}$ las pérdidas por remolinos y choque, que no dependen de Re . Llamando:

$$k = \frac{\sum h_{h,ch}}{H}$$

a las pérdidas relativas que no dependen de Re , y supuesto que este valor es constante para dos puntos de funcionamiento homólogos, la expresión anterior queda:

$$\eta_h = \frac{l}{l + \frac{\sum h_{h,r}}{H} + k}$$

de donde,

$$\frac{1}{\eta_h} - (1+k) = \frac{\sum h_{h,r}}{H}$$

Centrando las pérdidas por rozamiento de la bomba en el rodete, éstas serán función de la rugosidad relativa y de Re , de la forma:

$$\sum h_{h,r} = f(\epsilon/D, Re)$$

y supuesto rodete liso, quedará:

$$\sum h_{h,r} = f(Re)$$

En estas condiciones, las pérdidas por rozamiento siguen una ley análoga a la de Blasius para tuberías lisas, de la forma:

$$\sum h_{h,r} = k Re^{-0.25} u^2$$

siendo u una velocidad característica.

Para dos bombas semejantes funcionando en puntos homólogos podemos escribir

$$\frac{(1/\eta_h) - (1+k)}{(1/\eta_{h0}) - (1+k)} = \frac{\sum h_{h,r}/H}{\sum h_{h,r0}} = \frac{\sum h_{h,r}/\sum h_{h,r0}}{H/H_0} = \frac{(Re/Re_0)^{-0.25} (u/u_0)^2}{H/H_0} \quad (67)$$

Teóricamente sabemos que $H_{t,\infty}/H_{t,\infty} = (u/u_0)^2$ en puntos de funcionamiento homólogos, y no cometemos mucho error en el contexto de la expresión anterior si suponemos también que $H/H_0 = (u/u_0)^2$, de modo que:

$$\frac{(1/\eta_h) - (1+k)}{(1/\eta_{h0}) - (1+k)} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^{0.25} \left(\frac{Re}{Re_0}\right)^{0.25}$$

Para un mismo fluido, $Re/Re_0 = (D.u)/(D_0.u_0) = (D/D_0) (H/H_0)^{1/2}$, por lo que, en definitiva, la transformación de rendimientos hidráulicos será:

$$\frac{(1/\eta_h) - (1+k)}{(1/\eta_{h0}) - (1+k)} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^{0.25} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{0.125}$$

En el caso de turbinas hidráulicas, tal como intuitivamente se puede deducir, el rendimiento hidráulico toma la forma:

$$\eta_h = \frac{H - \sum h_h}{H}$$

por lo que la ecuación de transformación de rendimientos será:

$$\frac{(1-k) - \eta_h}{(1-k) - \eta_{h0}} = \left(\frac{D}{D_0}\right)^{-0.25} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{-0.125}$$

3.2 Fórmulas empíricas para la conversión de rendimientos en el punto óptimo.

Existen otras teorías semiempíricas que proporcionan también el cambio de rendimientos, y que se refieren al punto óptimo de funcionamiento y al rendimiento global. Estas expresiones son:

- Fórmula de Pfeleiderer, para bombas monocelulares de distintos tamaños, trabajando con agua a temperatura ordinaria (adoptada por el reglamento alemán con pequeñas modificaciones):

$$\eta_g = 1 - \left[1 - \frac{1 - \frac{3.15}{D^{1.6}}}{1 - \frac{3.15}{D_0^{1.6}}} \eta_{g0} \right] \left(\frac{Re_0}{Re} \right)^{0.10} \quad (68)$$

- Fórmula de Karassik, para una misma bomba girando a distintas velocidades y trasegando distintos líquidos:

$$\frac{\frac{1}{\eta_g} - 1}{\frac{1}{\eta_{g0}} - 1} = \left(\frac{N_0}{N} \right)^{0.17} \left(\frac{v}{v_0} \right)^{0.17} \quad (69)$$

la cual admite que todas las pérdidas dependen de Re.

3.3 Revisión de las Leyes de Semejanza.

Las leyes de semejanza restringida incluirán en su formulación la transformación de rendimientos. Con ello las expresiones quedarán, para el caso de bombas con diferentes líquidos:

$$\begin{aligned} \frac{H}{H_0} &= \left(\frac{N}{N_0} \right)^2 \left(\frac{D}{D_0} \right)^2 \frac{\eta_h}{\eta_{h0}} ; \quad \frac{Q}{Q_0} = \frac{N}{N_0} \left(\frac{D}{D_0} \right)^3 \frac{\eta_v}{\eta_{v0}} \\ \frac{P_{abs}}{P_{abs0}} &= \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{N}{N_0} \right)^3 \left(\frac{D}{D_0} \right)^5 \frac{\eta_{m0}}{\eta_m} ; \quad \frac{M_{eje}}{M_{eje0}} = \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{N}{N_0} \right)^2 \left(\frac{D}{D_0} \right)^5 \frac{\eta_{m0}}{\eta_m} \end{aligned} \quad (70)$$

Finalmente, para el caso de turbinas hidráulicas, las leyes de semejanza restringida quedarán:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{D_0}{D} \sqrt{\frac{H}{H_0}} \sqrt{\frac{\eta_h}{\eta_{h0}}} ; \quad \frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{D}{D_0} \right)^2 \sqrt{\frac{H}{H_0}} \frac{\eta_{v0}}{\eta_v} \sqrt{\frac{\eta_h}{\eta_{h0}}} \quad (71)$$

$$\frac{P_{disp}}{P_{disp0}} = \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{D}{D_0} \right)^2 \left(\frac{H}{H_0} \right)^{3.2} \frac{\eta_{v0}}{\eta_v} \frac{\eta_h}{\eta_{h0}} \quad (72)$$

$$\frac{P_{util}}{P_{util0}} = \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{D}{D_0} \right)^2 \left(\frac{H}{H_0} \right)^{3.2} \left(\frac{\eta_h}{\eta_{h0}} \right)^{3.2} \frac{\eta_m}{\eta_{m0}} \quad (73)$$

$$\frac{M}{M_0} = \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{D}{D_0} \right)^3 \frac{H}{H_0} \frac{\eta_h}{\eta_{h0}} \frac{\eta_m}{\eta_{m0}} \quad (74)$$

APLICACIÓN DE LAS LEYES DE LA SEMEJANZA A LAS TURBOMÁQUINAS HIDRÁULICAS

LECCIÓN 15 Influencia de la Naturaleza del Fluido en las Curvas Características de una Bomba.

1. Selección de una Bomba en unas Determinadas Condiciones de Altura, Caudal y Viscosidad.

Como ya se ha visto, el funcionamiento de las bombas se ve afectado cuando se trasegan líquidos viscosos. Con viscosidades medias y altas, aparece un acusado incremento de la potencia absorbida y del rendimiento, reducción en la altura y alguna reducción en el caudal.

Las Figura IV.13 proporcionan medios de determinar el funcionamiento de una bomba centrífuga convencional manejando un líquido viscoso, a partir del funcionamiento de esa misma bomba trasegando agua. Estas figuras pueden utilizarse también como una ayuda para la selección de una bomba para una determinada aplicación. Los valores mostrados en la primera de las gráficas fueron preparados para bombas pequeñas (<1”) y la de la segunda figura son valores promediados a partir de ensayos realizados sobre bombas centrífugas unicelulares con diámetros del rodete entre 2 y 8 pulgadas (entre 50 mm y 200 mm, aproximadamente), trasegando aceites de petróleo. Las curvas de corrección son, por tanto, inexactas para una bomba en particular. Cuando se requiere cierta precisión, los ensayos han de realizarse con el líquido viscoso para el cual quiere determinarse el comportamiento de la bomba.

Con respecto a las figuras mencionadas, puesto que están basadas en ensayos empíricos y no en consideraciones teóricas, la extrapolación fuera de los límites mostrados en las mismas se salen del rango en que se ha realizado la experiencia y no es, por tanto, recomendable. Además, estas gráficas representan las experiencias sobre un reducido grupo de bombas, y esto supone una serie de restricciones para su utilización, como son:

- Sólo bombas centrífugas convencionales, no de flujo mixto ni axiales.
- Sólo cuando existe unas condiciones adecuadas en la aspiración, es decir, un adecuada $NPSH_d$ (ya se explicará en la próxima unidad qué es esto) para que no aparezca la cavitación en el interior de la bomba.
- Sólo con fluidos newtonianos.

Dado el caudal y la altura deseados para un determinado líquido viscoso, así como la densidad y la viscosidad del mismo a la temperatura normal de trabajo, las gráficas de la Figura IV.13 pueden utilizarse para determinar el caudal y la altura equivalentes en el caso de que fuese agua el fluido trasegado. Esto facilitará la selección de la bomba en catálogo, puesto que, por lo general, las curvas características de las bombas en dichos catálogos suelen estar ensayadas con agua en condiciones normales. El modo de utilización de las gráficas es el siguiente:

1. Entrar por el eje inferior con el valor correspondiente al caudal que se desea bombear, que llamaremos Q_V y corresponderá al fluido viscoso.
2. Buscar en vertical hacia arriba hasta encontrar la recta correspondiente a la altura deseada, H_V . Si la bomba es multicelular, esta altura ha de corresponderse con la de una sola etapa, es decir:

$$H_V = \frac{H}{n}$$

siendo H la altura total esperada de la bomba y n el número de etapas de la misma.

3. A continuación debemos movernos en horizontal hasta encontrar una nueva recta, correspondiente a la viscosidad del fluido viscoso, expresada en segundos Saybolt Universales (SSU) o en centistokes.
4. Proceder en vertical hacia arriba hasta encontrar los valores de los coeficientes correctores, C_H , C_Q y C_η . En el caso de trabajar con la segunda gráfica, seleccionaremos la curva correspondiente al valor $1.0 \times Q_{NW}$.
5. Dividir los valores deseados para la bomba trabajando con el fluido viscoso, H_V , Q_V y η_V , por los coeficientes de corrección C_H , C_Q y C_η para obtener los valores usuales de la bomba trabajando con agua limpia, que denominaremos H_W , Q_W y η_W .

En definitiva, la operación que hay que tener en cuenta es:

$$\begin{aligned}Q_V &= C_Q Q_W \\H_V &= C_H H_W \\\eta_V &= C_\eta \eta_W\end{aligned}$$

Con, los valores que se han obtenido por este método, se seleccionaría la bomba correspondiente de la manera habitual a partir del correspondiente catálogo.

Este procedimiento es aproximado, puesto que las escalas para el caudal y la altura en la parte inferior de las figuras se basan en funcionamiento con agua. En cualquier caso, el procedimiento tiene una validez suficiente para la mayoría de los casos de selección de bombas. Si los valores de los coeficientes de corrección son apreciablemente distintos de la unidad, es aconsejable chequear la selección o realizar un ensayo previo.

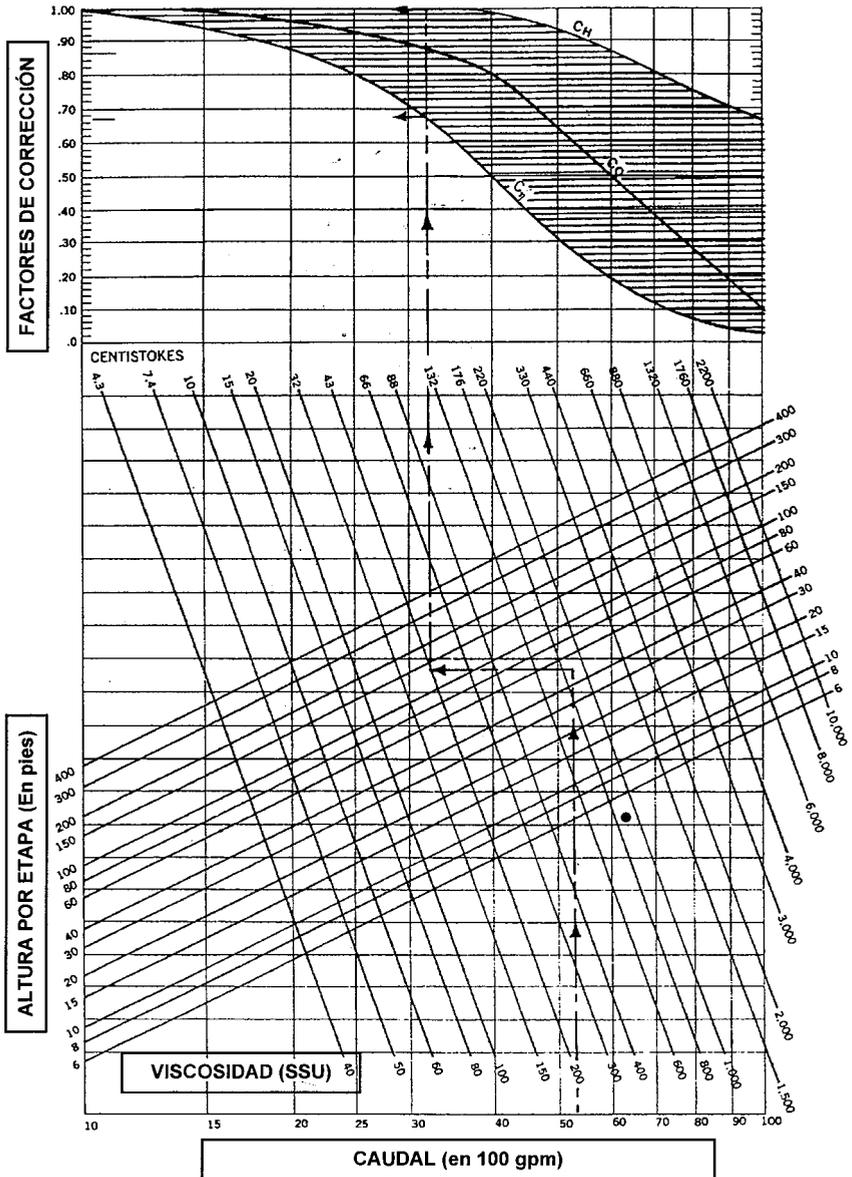


Figura IV.13. Tabla con coeficientes de corrección para corregir el funcionamiento con líquidos viscosos.

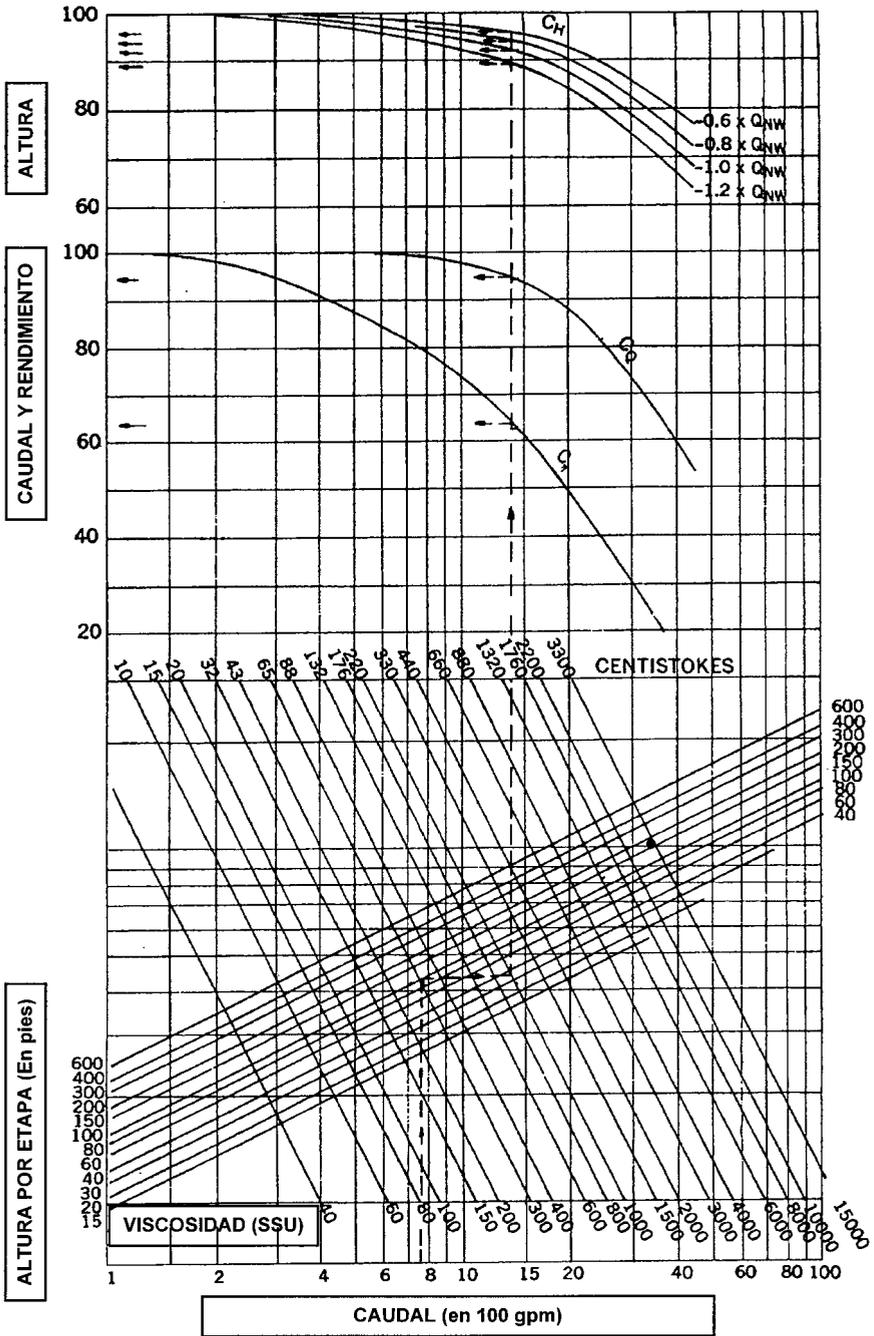


Figura IV.12 (continuación). Tabla con coeficientes de corrección para corregir el funcionamiento con líquidos viscosos.

2. Determinar la curva de una Bomba trabajando con un Fluido Viscoso a partir de las Curvas Características de Ensayo trabajando con Agua.

Dadas las curvas completas de funcionamiento de una bomba funcionando con agua limpia, el problema consiste en determinar el funcionamiento de la misma cuando se bombee un líquido distinto, con una determinada viscosidad. Aunque lo más aconsejable es realizar un ensayo con dicho fluido, se puede obtener una curva aproximada de su funcionamiento aplicando las gráficas anteriores. Los pasos a seguir son los siguientes:

1. De la curva de rendimientos de la bomba ensayada con agua, determinar el punto óptimo de funcionamiento, para el cual el rendimiento máximo. El caudal óptimo obtenido lo denotaremos por Q_{NW} .
2. Con este caudal determinaremos cuatro puntos de funcionamiento de la bomba, correspondientes a los valores de $0.6 \times Q_{NW}$, $0.8 \times Q_{NW}$, $1.0 \times Q_{NW}$ y $1.2 \times Q_{NW}$.
3. Entrar en la gráfica por la parte inferior con el valor del caudal óptimo, Q_{NW} , y subir hasta la altura correspondiente a dicho caudal, obtenida de la curva característica de la bomba funcionando con agua limpia: $H_{NW} = H(Q_{NW})$.
4. Desplazarse horizontalmente hasta encontrar el punto correspondiente a la viscosidad deseada.
5. Proceder en vertical hacia arriba hasta encontrar los valores de los coeficientes correctores, C_H , C_Q y C_η . En el caso de trabajar con la segunda gráfica, seleccionaremos los cuatro valores de C_H , es decir, los valores correspondientes a las curvas $0.6 \times Q_{NW}$, $0.8 \times Q_{NW}$, $1.0 \times Q_{NW}$ y $1.2 \times Q_{NW}$.
6. Multiplicar los valores deseados para la bomba trabajando con el fluido viscoso, H_V , Q_V y η_V , por los coeficientes de corrección C_H , C_Q y C_η para obtener los valores usuales de la bomba trabajando con agua limpia, que denominaremos H_W , Q_W y η_W . Esta operación ha de realizarse para los cuatro puntos de funcionamiento antes señalados.
7. Ajustar los puntos obtenidos a una curva a fin de facilitar la interpolación de puntos de funcionamiento. La altura a válvula cerrada se puede suponer igual en los casos de agua limpia y fluido viscoso. Al fin y al cabo, la viscosidad afecta principalmente a las pérdidas de carga y si no hay caudal, no tiene por qué haber grandes diferencias al no existir apenas pérdidas.

3. Otras aproximaciones.

Además de las gráficas presentadas en la Figura IV.13, existen otras fórmulas para ajustar el funcionamiento de bombas a distintas velocidades y con distintos fluidos. A continuación se presenta una fórmula para la corrección del caudal y la potencia absorbida en bombas de

tornillos, obtenida de un catálogo de bombas ITUR:

$$\begin{aligned}
 Q_2 &= Q_1 \frac{N_2}{1450} - \left(Q_1 \frac{N_1}{1450} - Q_1 \right) \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{-7/3} \\
 P_2 &= \frac{Q_1 \Delta p N_2}{36 \times 1450} - \left(\frac{Q_1 \Delta p N_1}{36 \times 1450} - P_1 \right) \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{4/3} \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^{2/3}
 \end{aligned}
 \tag{75}$$

donde:

N_1 = velocidad inicial señalada en la curva (rev/min)

N_2 = velocidad final requerida (rev/min)

v_1 = Viscosidad del fluido señalada en la curva (°E)

v_2 = Viscosidad del fluido requerida (°E)

Δp = Presión diferencial requerida (bar)

Q_1 = Caudal teórico de la bomba (m³/h), a presión cero y a 1450 rev/min

Q_1 = Caudal inicial de la bomba (m³/h), con fluido de viscosidad v_1 , a presión diferencial Δp y a N_1 rev/min.

Q_2 = Caudal resultante (m³/h), con fluido de viscosidad v_2 , a presión diferencial Δp y a N_2 rev/min.

P_1 = Potencia absorbida en la curva (kW), con fluido de viscosidad v_1 , para un caudal Q_1 , a presión diferencial Δp y a N_1 rev/min.

P_2 = Potencia resultante (kW), con fluido de viscosidad v_2 , para un caudal Q_2 , a presión diferencial Δp y a N_2 rev/min.

MÁQUINAS HIDRÁULICAS

V. La Cavitación en las Turbomáquinas



Grupo
Mecánica
de Fluidos

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

LA CAVITACIÓN EN LAS TURBOMÁQUINAS HIDRÁULICAS

LECCIÓN 16 Cuestiones de Funcionamiento y Diseño en Cavitación.

1. Introducción.

La cavitación constituye un fenómeno universal en la hidráulica, que puede presentarse tanto en las estructuras fijas (venturis, sifones, aliviaderos, etc.) como en las máquinas hidráulicas.

Se entiende por cavitación la vaporización del líquido circulante, a causa del descenso local de presión hasta alcanzar la tensión de vapor a la temperatura a la que se encuentre el líquido, y posterior colapso de las bolsas de vapor formadas cuando éstas alcanzan zonas de presión creciente.

Se distinguen pues en la cavitación dos fases, Figura V.1. En la primera, el líquido que se mueve en torno a un cuerpo sólido, o en reposo y en cuyo seno se mueve el sólido, alcanza en algún punto o zona de la corriente la presión de saturación; se inicia así la formación de cavidades o burbujas llenas de vapor, las cuales aumentan de tamaño con tal de mantener constante la presión en el interior de las mismas.

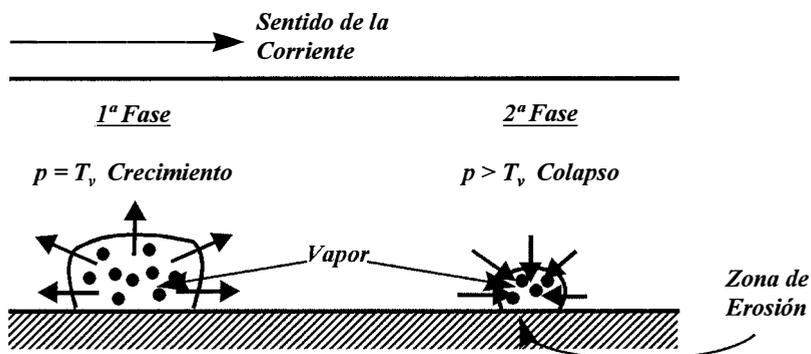


Figura V.1. Esquema explicativo del fenómeno de la cavitación.

En la segunda fase las burbujas son arrastradas por la corriente, algunas de ellas junto al contorno sólido en contacto con el líquido; en la zona alcanzada por las burbujas donde la presión es mayor que la tensión de vapor, el vapor del interior de estas burbujas condensa casi instantáneamente, por lo cual el líquido circundante se dirige hacia el centro de las mismas

con enorme velocidad. A consecuencia de ello las paredes de la cavidad se cierran, las partículas de líquido chocan entre sí y se originan golpes de ariete muy localizados, de gran intensidad pero de corta duración.

A su vez, las paredes de las burbujas que se mueven junto al contorno sólido golpean a dicho contorno en el momento de producirse el colapso. Este fenómeno somete las paredes del contorno sólido en la zona de colapso a un fuerte e intenso martilleo, con elevada frecuencia y siempre en la misma zona, sufriendo el material esfuerzos alternos que le provocan por fatiga fisuras y desgarro de los granos superficiales. Por efecto de ulteriores percusiones, las fisuras tienden a ser incrementadas hasta que los granos son desprendidos completamente, tomando la superficie con la erosión un aspecto poroso. Esta erosión a su vez acelera la cavitación al acelerarse localmente el líquido en estas irregularidades. Ello obliga a frecuentes reparaciones o reposición de piezas de elevado costo.

La cavitación es un fenómeno extraordinariamente complejo, el cual depende en parte de los procesos termodinámicos ligados con la ebullición y condensación del vapor. Además, las pequeñas partículas sólidas que arrastra el líquido, así como el contenido de aire libre y disuelto, constituyen puntos débiles o núcleos de saturación. Al ir descendiendo la presión, el aire disuelto va pasando a estado libre en forma de pequeñas e innumerables burbujas; al llegar la presión a la tensión de vapor, correspondiente a la temperatura del líquido, comienza una intensa ebullición alrededor de los núcleos de saturación mencionados, iniciándose la cavitación. Después de formarse las cavidades la presión no puede descender más, sino que se intensifica la formación y crecimiento de estas bolsas de vapor como ya se ha mencionado anteriormente.

La cavitación afecta adversamente al funcionamiento de una turbomáquina hidráulica y, para el caso de bombas, la zona de erosión se encuentra sobre los álabes una vez pasada la arista de entrada, pues éste es el punto de mínima presión de toda la instalación. Una vez superada esta zona, el rodete comunica energía al fluido, aumentando en consecuencia la presión y condensando las posibles burbujas formadas.

En resumen, los efectos de la cavitación en bombas son los siguientes:

- a) **Audibles.** Trepidación o golpeteo del líquido sobre la pared sólida, semejante a un martilleo irregular, o al ruido de un chorro de grava sobre una chapa metálica. Estos golpes pueden convertirse en verdaderas detonaciones cuando toda la masa líquida entra en ebullición.
- b) **Visibles.** Se forman nubes blancas, no transparentes, con fuerte efervescencia, que ocupan un volumen mayor o menor del líquido según la intensidad de la cavitación.
- c) **Sensibles.** En ocasiones pueden producirse vibraciones peligrosas en las máquinas e incluso en la estructura de la obra civil.

d) Energéticos y destructivos. A causa de la disminución de la sección transversal útil de los canales entre álabes se perturba más o menos la configuración de la corriente, por lo que desciende el caudal con relación al esperado, aumentan las pérdidas de potencia y disminuye el rendimiento. Además, el material de las paredes sólidas llega a romperse por fatiga.

En bombas, y de acuerdo con lo que acabamos de comentar, la aparición de este fenómeno va a depender de lo siguiente:

- Las condiciones de aspiración, esto es, valor de la altura a la que situemos la bomba a partir del nivel de captación, y distintas pérdidas de carga existentes en este tramo de tubería.
- Energía cinética que posee el fluido a la entrada de la bomba.
- Trabajo que hay que realizar para vencer el rozamiento existente desde la entrada del fluido al cuerpo de la bomba hasta la llegada al punto de mínima presión en el interior del rodete.

Estos factores nos van a definir dos conceptos, los cuales se utilizan ampliamente cuando se trata de comprobar si la bomba en un determinado punto de funcionamiento está trabajando con cavitación. Estos conceptos son:

- Altura neta positiva disponible ($NPSH_d$).
- Altura neta positiva requerida ($NPSH_r$).

2. *Altura neta positiva disponible ($NPSH_d$).*

Vamos a centrar nuestra atención en bombas instaladas a un nivel superior al de la superficie libre en el depósito de captación, o bombas instaladas en aspiración.

En el inicio de la aspiración, la energía disponible es la de la presión atmosférica existente en el depósito de que se trate. Conforme se ve aspirado el fluido esta energía en forma de presión se transforma, parte en energías potencial y cinética, parte se emplea en vencer el rozamiento y parte permanecerá en forma de presión. Por consiguiente, a la entrada de la bomba habrá una presión manométrica negativa, y tanto más cuanto mayores sean la altura de aspiración y las pérdidas en esta parte de la instalación. La presión absoluta seguirá siendo positiva, aunque menor que la atmosférica.

Lo que supere en valor esta presión existente a la entrada de la bomba a la tensión de vapor del líquido, es la energía que nos queda disponible para vencer las pérdidas adicionales y acelerar el fluido hasta alcanzar el punto de mínima presión dentro del rodete.

En la Figura V.2 tenemos representada una bomba centrífuga de eje horizontal, con una altura de aspiración h_A . Notando con la letra A la entrada de la bomba, y con origen de cotas para las alturas geométricas la propia superficie libre, el planteamiento de la ecuación de Bernoulli entre la superficie de aspiración y la entrada de la bomba es la siguiente:

$$\frac{p_{atm}}{\gamma} = h_A + \frac{p_A}{\gamma} + \frac{v_A^2}{2g} + h_{a \rightarrow A} \quad (1)$$

en donde p_{atm} es la presión atmosférica y $h_{a \rightarrow A}$ son las pérdidas de carga a lo largo de la tubería de aspiración hasta la entrada de la bomba.

De aquí obtenemos:

$$\frac{p_A}{\gamma} = \frac{p_{atm}}{\gamma} - \left(\frac{v_A^2}{2g} + h_{a \rightarrow A} + h_A \right) \quad (2)$$

donde, de una manera genérica, $h_{a \rightarrow A}$ se puede expresar como $k_a Q^2$.

Esta expresión nos manifiesta la disminución antes reseñada de la energía de presión del fluido, considerando además la energía cinética que lleva debido a que circula con una velocidad v_A (velocidad del fluido a la entrada del rodete).

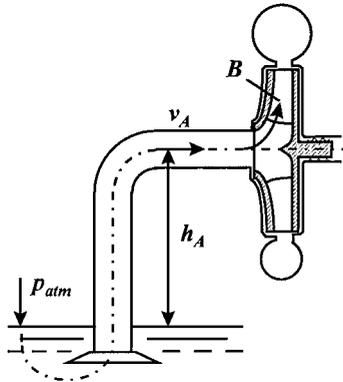


Figura V.2. Esquema de la instalación de aspiración de una bomba no sumergida.

Evidentemente, la condición de no cavitación es $p_A/\gamma > T_v$, siendo T_v la tensión de vapor del fluido aspirado. Considerando que el fluido trasegado es generalmente agua, y tomando como presión atmosférica el valor normal, se tiene:

$$\frac{p_{atm}}{\gamma} = \frac{1033 \text{ Kp/cm}^2}{1000 \text{ Kp/m}^3} = \frac{10330 \text{ Kp/m}^2}{1000 \text{ Kp/m}^3} = 10.33 \text{ mca}$$

Al punto de mínima presión, indicado con la letra B en la Figura V.2 y la Figura V.3, le corresponderá una presión de:

$$\frac{p_B}{\gamma} = \frac{p_{atm}}{\gamma} - h_A - r_a Q^2 - \frac{v_B^2}{2g} - h_{A \rightarrow B} > T_v \quad (3)$$

siendo $h_{A \rightarrow B}$ la caída de presión entre los puntos A y B , y T_v la tensión de vapor del fluido en metros de columna de dicho fluido. Para que no aparezca la cavitación deberá cumplirse $p_B/\gamma > T_v$, como queda indicado en (16).

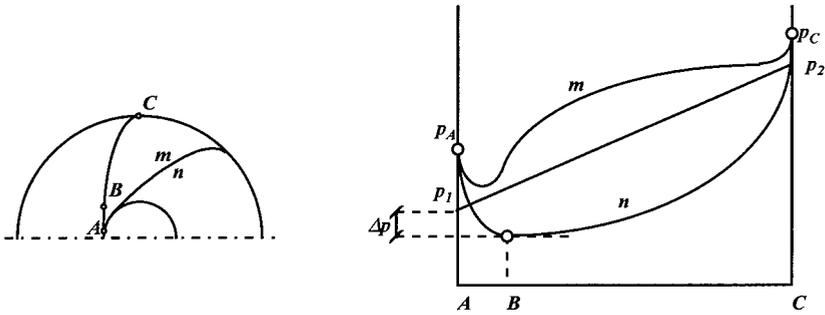


Figura V.3. Evolución de la presión a lo largo de las dos caras de un álabe.

De la expresión anterior se extrae la definición de $NPSH_d$, resultando:

$$NPSH_d = \left(\frac{p_{atm}}{\gamma} - h_A - T_v \right) - r_a Q^2 \quad (4)$$

expresión que muestra claramente que la altura neta positiva disponible depende sólo de la instalación efectuada y del caudal trasegado, y no de la bomba instalada.

Los términos del paréntesis son independientes del caudal y, dada una instalación, están perfectamente definidos, ya que la presión atmosférica es función del lugar, h_A es la altura de aspiración y T_v depende del fluido y de la temperatura de trabajo. El resultado de esta expresión es que la $NPSH_d$ decrece parabólicamente con el caudal, como se muestra en la Figura V.4.

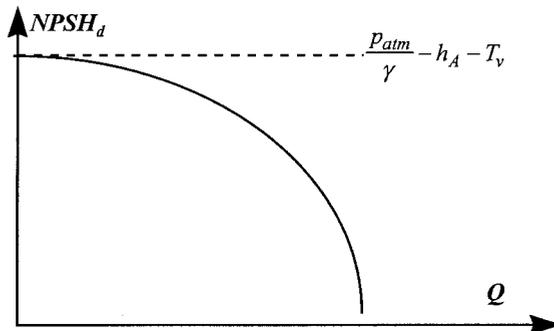


Figura V.4. Variación de $NPSH_d$ con el caudal.

3. Altura neta positiva requerida (NPSH_r).

Hemos considerado, en principio, como punto más desfavorable la entrada del líquido en el rodete. Sin embargo, un análisis más detallado del funcionamiento de una bomba muestra que no es éste el punto de menor presión, sino que dicho punto se encuentra sobre la cara cóncava de los álabes. Vimos que la distribución de presiones sobre las dos caras de un álabe era la que daba lugar al par resistente que oponía la bomba y que posibilitaba el intercambio energético. Para una cierta evolución de la presión, desde p_A a la entrada del rodete hasta p_C a la salida del mismo, tenemos una distribución de presiones a lo largo de las dos caras del álabe como la indicada cualitativamente en la Figura V.3.

Desde la entrada a la bomba, y hasta que se alcanza el punto de mínima presión sobre el rodete, existirán pérdidas de carga debido a rozamientos y choques del fluido contra el borde de ataque de los álabes. Por ello, y hasta que el efecto de subida de la presión debido al trabajo de la bomba llegue a apreciarse, se perderá presión. Por tanto, habrá un punto de mínima presión, señalado en la Figura V.3 como punto B , que será el más desfavorable respecto al problema de la cavitación.

La caída de presión entre los puntos A y B , $h_{A \rightarrow B}$, se suele modelizar de la forma:

$$h_{A \rightarrow B} = \lambda \frac{w_1^2}{2g} \quad (5)$$

siendo w_1 la velocidad relativa de entrada al rodete y λ un coeficiente de pérdidas función del caudal y de la rugosidad de la cara cóncava del álabe. Los valores que se dan para éste coeficiente generalmente corresponden para el punto de diseño de la bomba, y para caudales cercanos al mismo se puede asumir que permanece constante, en primera aproximación.

Tomando como referencia la expresión (3), la $NPSH_r$ se define como:

$$NPSH_r = \frac{v_B^2}{2g} + \lambda \frac{w_1^2}{2g} \approx \frac{v_l^2}{2g} + \lambda \frac{w_1^2}{2g} \quad (6)$$

Vamos a analizar la variación en función del caudal de los términos que entran en la definición del $NPSH_r$, como se representa en la Figura V.5. En principio, estos valores no sólo depende del trazado de la bomba, sino también de su punto de funcionamiento. En efecto, el sumando $\lambda w_1^2/2g$ resulta ser mínimo en el punto de diseño de la bomba, o bien en sus cercanías, al ser las pérdidas por choque nulas. A la derecha de este punto, dicho sumando crece con gran rapidez, mientras que a la izquierda este crecimiento no resulta tan claro debido a que el caudal disminuye pero λ tiende a aumentar; realmente tiene un crecimiento mucho más pronunciado en bombas axiales que en centrífugas. En cuanto al otro sumando, $v_B^2/2g$, éste crece cuadráticamente con el caudal bombeado.

Es evidente que a la derecha del caudal de diseño, el valor de $NPSH_r$ aumenta porque así lo hacen los dos sumandos. Sin embargo, a la izquierda de este caudal el $NPSH_r$ igual puede ser que aumente como que disminuya; para concretar diremos que con $Q < Q_0$, en máquinas con baja n_q (centrífugas), la $NPSH_r$ se mantiene aproximadamente constante, mientras que con n_q altas (axiales), la $NPSH_r$ aumenta al disminuir Q .

El valor de la $NPSH_r$ lo debe suministrar el fabricante, ya que es propio de las características de entrada del rodete y función del caudal.

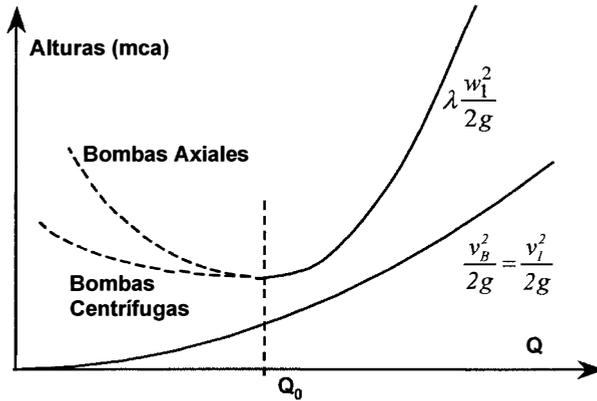


Figura V.5. Variación con el caudal de los términos que definen el $NPSH_r$.

4. Condición de no cavitación. Altura máxima de aspiración.

Físicamente, la condición de no cavitación es que en ningún punto la presión sea inferior a la tensión de vapor. Como el punto de mínima presión es el punto B, Figura V.3, resultará:

$$\frac{p_B}{\gamma} > T_v \quad (7)$$

Esta desigualdad, conceptualmente clara, no es de mucha utilidad. De acuerdo con los conceptos anteriores, se puede expresar de otra forma de más inmediata utilización.

De las expresiones (3), (4) y (6), se tiene:

$$\frac{p_B}{\gamma} - T_v = NPSH_d - NPSH_r \quad (8)$$

y recordando la desigualdad (7), la condición de no cavitación resulta:

$$NPSH_d \geq NPSH_r \quad (9)$$

Si examinamos la evolución de estas distintas alturas en función del caudal, se ve que, por decrecer $NPSH_d$ y crecer $NPSH_r$, se llegará a un punto en el que se igualen ambos valores, y a

partir del cual la desigualdad (9) deja de cumplirse, como se recoge en la Figura V.6. En este punto el caudal trasegado es $Q_{max,t}$, el cual es el caudal máximo teórico que puede impulsarse sin cavitación. El caudal máximo real que puede ser impulsado, $Q_{max,r}$, debe tener en cuenta un margen de seguridad mínimo entre 0.5 y 1 m, como se observa en la misma figura.

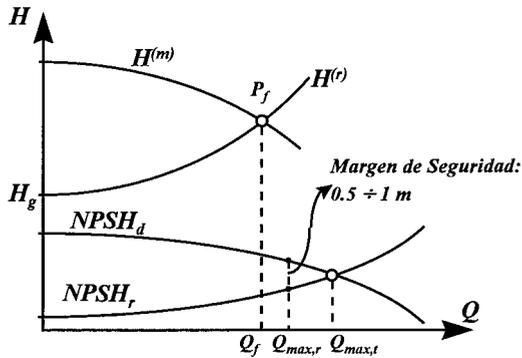


Figura V.6. Caudal máximo que puede impulsar una bomba sin cavitación.

Por tanto, la instalación deberá funcionar de forma que el caudal del punto de funcionamiento, Q_f , sea menor que $Q_{max,r}$,

$$Q_f < Q_{max,r} \quad (10)$$

Además, cabe hacer una serie de consideraciones respecto a la altura de aspiración. Dado que el punto de funcionamiento de la instalación no depende de dicha altura, el valor de Q_f no se verá afectado por una pequeña variación en la misma (despreciando el efecto que esta variación pueda tener sobre la longitud total de la tubería).

Sin embargo, sí se ve afectado el valor de $NPSH_d$, de acuerdo con la expresión (4), decreciendo conforme aumenta el valor de la altura de aspiración h_A . El límite de esta altura de aspiración lo marcará la desigualdad (9), con lo que reuniendo estas expresiones en una sola queda:

$$h_A < \frac{P_a}{\gamma} - T_v - r_a Q^2 - NPSH_r(Q) \quad (11)$$

En la Figura V.7 se muestra cómo conocer el valor de la máxima variación Δh_A que podemos tener en la altura de aspiración para que la bomba no cavite. En este caso no se ha considerado la altura de seguridad indicada anteriormente.

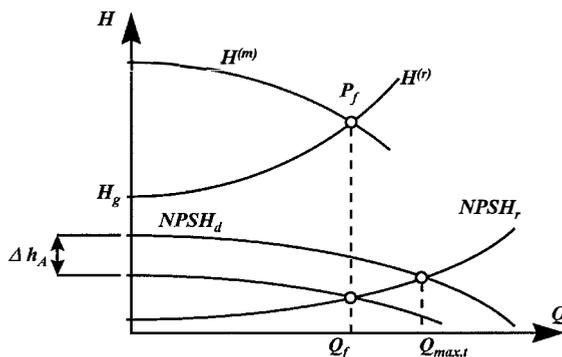


Figura V.7. Determinación de la máxima variación en la altura de aspiración.

5. Funcionamiento de bombas en cavitación. Posibles soluciones.

En una instalación de bombeo, para cada valor de altura de aspiración h_A existe un caudal máximo por encima del cual tendremos cavitación. Para provocar la cavitación podemos disponer de la instalación indicada en la Figura V.8, donde se utiliza una bomba centrífuga con altura de aspiración h_A ; al ir abriendo una válvula a la salida de la bomba a fin de aumentar el caudal, un par de manómetros y un caudalímetro permitirán conocer pares de valores (Q, H) que se situarán sobre la curva característica de la bomba.

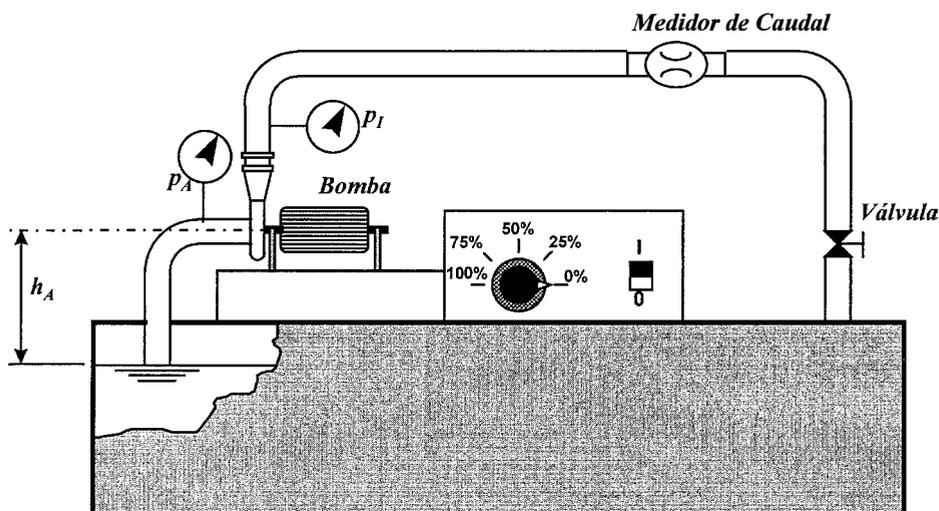


Figura V.8. Instalación de bombeo para el estudio de la cavitación.

Cuando llegamos al caudal máximo teórico, correspondiente a h_A , que hace $NPSH_d = NPSH_r$, la aparición y crecimiento de las burbujas de vapor en la zona próxima a la pared cóncava de los álabes, donde comienza a desarrollarse la cavitación, origina una

obstrucción al paso del fluido por el canal entre álabes, Figura V.9, que provoca un aumento en la turbulencia del flujo y la disminución consiguiente del rendimiento.

Si continuamos abriendo la válvula, la zona de cavidades pasa a obstruir toda la sección del canal entre álabes, la cual quedará bajo la presión de vapor del líquido. A partir de este momento, el flujo que se establece entre el depósito de aspiración y la zona de cavitación (ambas con presión constante) no podrá aumentar más, pues ello supondría disminuir la presión de entrada al rodete, y esto es impedido por el fenómeno de evaporación. Por otra parte, mientras la bomba esté trabajando en cavitación y continuemos abriendo la válvula, las pérdidas en la impulsión a caudal constante irán siendo menores. Ello hará descender p_i y dado que p_A se mantiene constante, la altura dada por la bomba cada vez será menor. Un criterio ampliamente adoptado es que, durante las pruebas en bancos de ensayos, se considera que el momento en que comienza la cavitación aquel para el cual la diferencia de alturas manométricas que se mide entre los extremos de la bomba es un 3% inferior a la ensayada en condiciones exentas de cavitación.

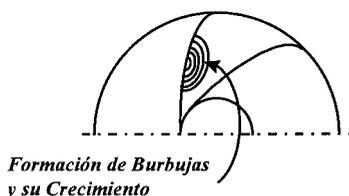


Figura V.9. Formación y crecimiento de burbujas de vapor en el interior del rodete centrífugo.

En consecuencia, y a partir del momento en que aparece la cavitación, si continuamos abriendo la válvula se observa que Q ya no aumenta, constatándose que el punto de funcionamiento no se sitúa sobre la curva característica normal sino por debajo de la misma hasta alcanzar la forma de una vertical, a la vez que el rendimiento global cae también en picado, Figura V.10.

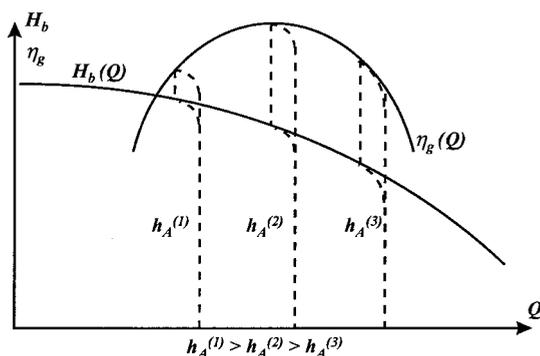


Figura V.10. Curva característica de una bomba centrífuga con cavitación.

En el caso de las bombas helicocentrífugas y axiales, la cavitación no ocurre en todos los filetes a la vez, de modo que el fenómeno es progresivo. Usualmente no se llega nunca a obstruir todo el canal entre álabes como en las bombas centrífugas; de ahí que las curvas no caigan en picado, sino que se separan cada vez más de la curva de referencia a medida que la cavitación progresa, como se observa en la Figura V.11.

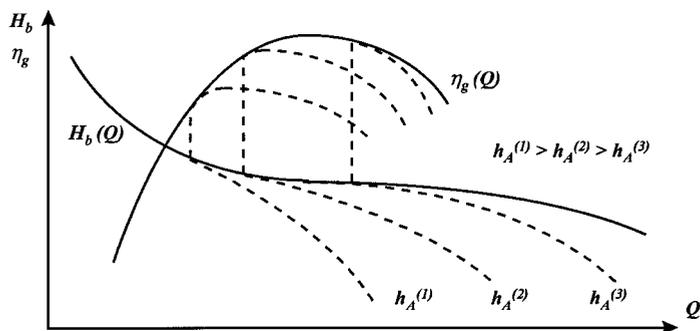


Figura V.11. Curva característica de una bomba axial con cavitación.

La lucha contra la cavitación pasa por la utilización de materiales resistentes a la misma. En general, las mejores aleaciones son aquellas que tienen un límite de fatiga elevado. Además, una estructura homogénea de grano fino, donde la cementita intergranular alcanza la mayor resistencia posible, es una estructura favorable. Por el contrario, una textura heterogénea, que comporta puntos de menor resistencia, posibilita la aparición de pequeñas erosiones siendo por ello desfavorable.

Damos seguidamente una relación ordenada de materiales, en el sentido de su menor a mayor resistencia a la cavitación:

- | | |
|------------------------|-----------------------|
| 1.- Fundición | 4.- Acero |
| 2.- Bronce ordinario | 5.- Acero con 13 % Cr |
| 3.- Bronce de aluminio | 6.- Acero inoxidable |

El buen comportamiento del acero inoxidable frente a la fatiga, a la corrosión química y a la abrasión por arenillas y partículas sólidas, explica que este material sea el preferido en la construcción de los rodetes de las turbomáquinas hidráulicas. El acero inoxidable se utiliza a veces en la construcción de todo el rodeté y otras veces, por razones económicas, para recubrir con soldadura de este material las zonas críticas más expuestas a la cavitación. Además, en revisiones periódicas se puede rellenar con soldadura de acero inoxidable aquellas partes del rodeté que se encuentren ya deterioradas.

Cabe indicar que la mejor manera de conocer la aparición de la cavitación es por métodos acústicos, existiendo aparatos muy precisos que detectan rápidamente dicho fenómeno; se pueden instalar fijos en las turbomáquinas hidráulicas de envergadura.

Concluiremos mencionando las posibles soluciones a adoptar cuando el fenómeno de la cavitación es detectado en una máquina:

- Disminuir la altura de aspiración si fuese posible (por ejemplo elevando el nivel mínimo permitido en el depósito de aspiración, descendiendo más la bomba o instalando ésta en un compartimento lateral).
- Disminuir las pérdidas en la aspiración, revisando sobre todo los elementos accesorios y aumentando el diámetro de éstos si fuese necesario. Si existe un codo, una manera de reducir pérdidas en él consiste en colocar álabes guía en su interior.
- Reducir la velocidad de giro del rodete, si esto fuera factible (por ejemplo, en equipos con variadores de velocidad).
- Reducir el caudal de trabajo estrangulando ligeramente con la válvula de impulsión.
- Vigilar las condiciones de entrada de la bomba, evitando la presencia de vorticidades.
- Inyectar aire en la boca de aspiración.
- Añadir un inductor a la entrada del rodete, como el que se muestra en la Figura V.12, el cual reduce el riesgo de cavitación gracias al pequeño incremento de presión que produce. Los inductores poseen por lo general un rango de efectividad muy estrecho y, en caso de erosión, siempre son más baratos de reemplazar que el rodete completo.

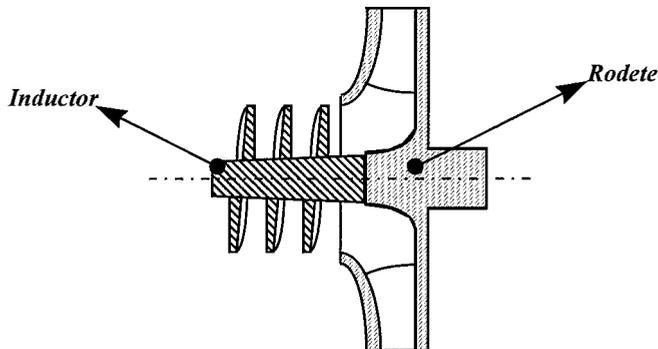


Figura V.12. Inductor típico (rodete axial) acoplado a un rodete centrífugo convencional.

- Sustituir el rodete o la bomba entera por otra de mejores características frente a la cavitación.

Si con todo esto no se consigue eliminar la cavitación, habrá que sustituir o reforzar las zonas críticas del rodete periódicamente, con el gasto que ello supone, además del período de

inactividad exigido para la sustitución. A la larga, siempre resultará más económico actuar sobre el montaje o la obra civil, modificando incluso la ubicación de la máquina si fuese necesario, que vernos obligados a sustituir periódicamente el rodete a lo largo de toda su vida útil.

6. Diámetro óptimo de entrada en un rodete centrífugo desde el punto de vista de la cavitación.

Cuando se quiere elevar un caudal Q a una altura H girando el rodete a una velocidad de rotación N , el número específico de revoluciones n_q y el diámetro exterior del rodete D_2 quedan con ello definidos. El diámetro de entrada del rodete D_1 no influye en principio en la altura H y resulta pues irrelevante.

Sin embargo, desde el punto de vista de la cavitación, el $NPSH_r$ depende de D_1 , pues si D_1 aumenta, disminuirá v_1 y como también u_1 aumenta:

$$w_1 = \sqrt{v_1^2 + u_1^2} \uparrow \tag{12}$$

al ser $u_1 \gg v_1$ y suponiendo la entrada al rodete radial. En consecuencia, dado que un término aumenta con D_1 y el otro disminuye, y $NPSH_r$ depende de los dos, probablemente existirá un D_1 que haga $NPSH_r$ mínimo. Vamos a ver el desarrollo que nos conducirá a su determinación.

Supondremos, sea cual sea D_1 , que:

- la bomba va a funcionar en su punto óptimo,
- λ será constante,
- también Q_{opt} y N serán constantes.

Además, por diseño, se asume que la velocidad a la entrada del rodete es prácticamente la misma que en la brida de aspiración. Por tanto, se hará:

$$v_1 = \frac{Q_{opt}}{\pi D_1 b_1} \approx \frac{4Q_{opt}}{\pi D_1^2} = v_A \tag{13}$$

Al ser la entrada radial, $NPSH_r$ se puede poner como:

$$NPSH_r = \frac{v_1^2}{2g} + \lambda \frac{w_1^2}{2g} = (1+\lambda) \frac{v_1^2}{2g} + \lambda \frac{u_1^2}{2g} \tag{14}$$

y teniendo presente que:

$$u_1 = \frac{\pi D_1 N}{60} , \quad v_1 \approx \frac{4Q_{opt}}{\pi D_1^2} \tag{15}$$

se puede escribir:

$$NPSH_r = \frac{1}{2g} \left[(1+\lambda) \frac{16 Q_{opt}^2}{\pi^2 D_1^4} + \lambda \frac{\pi^2 D_1^2 N^2}{60^2} \right] \quad (16)$$

la cual interesa que sea mínima. Derivando con respecto a D_1 e igualando a cero, tendremos:

$$\frac{d(NPSH_r)}{dD_1} = -4 \cdot (1+\lambda) \frac{16 Q_{opt}^2}{\pi^2 D_1^5} + 2\lambda \frac{\pi^2 D_1 N^2}{60^2} = 0 \quad (17)$$

de donde:

$$D_{1opt} = 3.25 \sqrt[6]{\frac{1+\lambda}{\lambda}} \sqrt[3]{\frac{Q_{opt}}{N}} \quad (18)$$

o bien,

$$D_{1opt} = k_0 \sqrt[3]{\frac{Q_{opt}}{N}} \quad \text{con} \quad k_0 = 3.25 \sqrt[6]{\frac{1+\lambda}{\lambda}} \quad (19)$$

siendo éste el llamado criterio de Rudniev. Con un valor de λ usual del orden de $\lambda \approx 0.20$, sale $k_0 = 4.30 \div 4.50$; teniendo en cuenta que la bomba debe poder funcionar a caudales mayores que el de diseño, se recomienda tomar el valor límite superior.

De esta última expresión se deduce que si Q_{opt} aumenta, entonces D_{1opt} también debe aumentar para no incrementar valores de v_j (o bien, altos valores de w_j). Por último, si con un mejor acabado superficial λ disminuye, también aumentará el diámetro óptimo, o sea, que podemos permitir mayores w_j sin peligro, al estar compensados por un menor λ .

Es interesante calcular el valor mínimo de $NPSH_r$ sustituyendo en la expresión del mismo (16) el valor hallado en (18) para D_{1opt} . Haciendo esta sustitución y efectuando operaciones resulta:

$$(NPSH_r)_{min} = \frac{1}{20} \sqrt[3]{\frac{\pi^2}{15}} \sqrt[3]{\lambda^2 (1+\lambda)} \frac{Q_{opt}^{2/3} N^{4/3}}{2g} \quad (20)$$

o bien,

$$(NPSH_r)_{min} = s \frac{Q_{opt}^{2/3} N^{4/3}}{2g} \quad (21)$$

siendo:

$$s = \frac{1}{20} \sqrt[3]{\frac{\pi^2}{15}} \sqrt[3]{\lambda^2 (1+\lambda)} = 4.35 \cdot 10^{-2} \sqrt[3]{\lambda^2 (1+\lambda)} \quad (22)$$

Si tomamos para λ valores un poco más conservadores que para el caso anterior, $\lambda = 0.25$, al objeto de aumentar el mínimo esperado, con lo que nos situamos en una posición más conservadora, queda $s = 0.02$. No obstante, para rodetes especiales de muy cuidadoso diseño en

los que λ puede llegar a alcanzar valores del orden de 0.06, queda $s \approx 0.012$; pero hay que indicar que éste no es el caso normal.

Las conclusiones son que si Q_{opt} aumenta, $(NPSH_r)_{min}$ aumenta. El $NPSH_r$ es mayor en las bombas helicocentrífugas y axiales que en las centrífugas, pudiendo alcanzar en aquellas valores de hasta 10 y 12 m. Por ello estas bombas siempre se instalan sumergidas, como por ejemplo las bombas de achique o bombas para aguas residuales. Este hecho condiciona enormemente el diseño de una estación de bombeo de aguas residuales.

Si N aumenta, $(NPSH_r)_{min}$ aumentará y el poder de aspiración disminuye. Cuando se tienen problemas de cavitación hay que evitar bombas de 2900 r.p.m., en principio más atractivas por su menor precio al ser más pequeñas. Por último, si λ disminuye, $(NPSH_r)_{min}$ disminuirá también, como era de esperar.

Hay que advertir que el subíndice θ_{min} se refiere al mínimo entre todas las bombas iguales, del mismo D_2 pero distinto D_1 trabajando con el caudal óptimo. No es el $(NPSH_r)_{min}$ en función de Q_r , y por lo mismo, la última expresión hallada (20) no puede tomarse como el mínimo de la curva $NPSH_r = NPSH_r(Q_r)$, sino que es el $NPSH_r$ que se obtiene con $D_{1\ opt}$ trasegando el caudal óptimo.

La condición de no cavitación de una bomba, con su diámetro interior optimizado y trabajando en su punto óptimo, se puede expresar como:

$$NPSH_d = \left(\frac{p_a}{\gamma} - h_a - r_a Q^2 \right) - T_v > s \frac{(Q_{opt} N^2)^{2/3}}{2g} \quad (23)$$

de donde se deduce la importancia del coeficiente s , ya que nos permite calcular algo tan importante como la cota inferior de $NPSH_d$ de la instalación trabajando en determinadas condiciones, y en ocasiones las exigencias funcionales imponen que sea el menor posible.

Por último, si en una instalación dada conocemos el caudal a elevar, y por tanto, el $NPSH_d$ estimado, y tenemos que elegir la bomba adecuada en el supuesto de que el D_1 del rodete haya sido optimizado y que el caudal a elevar sea el óptimo, la expresión anterior nos permite obtener la velocidad máxima de giro que podrá tener esa bomba sustituyendo ">" por un "=" y despejando:

$$N_{max} = \left(\frac{2g}{s} \right)^{3/4} \frac{\left(\frac{p_a}{\gamma} - h_a - r_a Q^2 - T_v \right)^{3/4}}{\sqrt{Q_{opt}}} \quad (24)$$

Puesto que s es un dato tecnológico, si de la aplicación de esta expresión nos sale, por ejemplo, $N_{max} = 1700$ rpm., ello significa que es inútil buscar en un catálogo con bombas de velocidad de giro mayores; puesto que seguro que cavitarán en el punto óptimo de funcionamiento, que se encuentra muy cerca del punto de diseño.

La forma práctica de la expresión anterior es:

$$N_{max} = C_{cr} \frac{1}{\sqrt{Q_{opt}}} \left(\frac{\frac{p_a}{\gamma} - h_a - K_a Q^2 - T_v}{10} \right)^{3/4} \quad (25)$$

con:

$$C_{cr} = \left(\frac{2g}{s} 10 \right)^{3/4} \quad (26)$$

siendo C_{cr} la constante crítica de cavitación, la cual es un dato tecnológico que debe adoptar el mayor valor posible. Los valores de C_{cr} oscilan entre 1000 y 1500; la parte entre paréntesis es el $NPSH_d$ expresado en bares.

LA CAVITACIÓN EN LAS TURBOMÁQUINAS HIDRÁULICAS

LECCIÓN 17 La Teoría de la Semejanza aplicada al estudio de la Cavitación.

1. Leyes de la Semejanza Absoluta aplicadas a la Cavitación.

Vamos a desarrollar las leyes de semejanza respecto de los parámetros de los cuales depende la cavitación en una bomba, en la hipótesis de que se conserve la semejanza dinámica. Las expresiones de Q y $NPSH_r$ son, respectivamente,

$$Q = \pi D_l b_l v_{lm} \eta_v ; NPSH_r = \frac{v_l^2}{2g} + \lambda \frac{w_l^2}{2g}$$

y para bombas geoméricamente semejantes funcionando en puntos de funcionamiento homólogos, bajo el supuesto de que λ sea la misma en ambas bombas y se mantenga constante,

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{D_l}{D_{l0}} \frac{b_l}{b_{l0}} \frac{v_{lm}}{v_{lm0}} = \frac{N}{N_0} \left(\frac{D}{D_0} \right)^3$$

$$\frac{NPSH_r}{NPSH_{r0}} = \frac{v_l^2 + \lambda w_l^2}{v_{l0}^2 + \lambda w_{l0}^2} = \frac{v_{l0}^2 \frac{N^2 D^2}{N_0^2 D_0^2} + \lambda w_{l0}^2 \frac{N^2 D^2}{N_0^2 D_0^2}}{v_{l0}^2 + \lambda w_{l0}^2} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^2 \left(\frac{D}{D_0} \right)^2 \quad (27)$$

Como vemos, las leyes de semejanza obtenidas para Q y H se repiten para Q y $NPSH_r$, o sea,

$$\frac{Q}{Q_0} = \alpha \lambda^3 ; \frac{NPSH_r}{NPSH_{r0}} = \alpha^2 \lambda^2 \quad (28)$$

donde:

$$\alpha = \frac{N}{N_0} \quad \text{y} \quad \lambda = \frac{D}{D_0}$$

Supongamos ahora que se propone un ajuste analítico por mínimos cuadrados de la curva $NPSH_{r0} = NPSH_{r0}(Q_0)$, de tipo parabólico, para la bomba patrón de la serie geoméricamente semejante,

$$NPSH_{r0} = I Q_0^2 + J Q_0 + K$$

con D_0 y N_0 parámetros de la bomba patrón.

Tomemos ahora otra bomba semejante, pero de tamaño D y velocidad N . Aplicando en la anterior las leyes de semejanza absoluta obtendríamos la curva de $NPSH_r$, de esta segunda bomba:

$$\frac{NPSH_r}{\alpha^2 \lambda^2} = I \left(\frac{Q}{\alpha \lambda^3} \right)^2 + J \frac{Q}{\alpha \lambda^3} + K$$

o bien:

$$NPSH_r = \frac{I}{\lambda^4} Q^2 + \frac{J \alpha}{\lambda} Q + K \alpha^2 \lambda^2 \quad (29)$$

Análogamente a como ocurre con n_q , se define también un número similar en relación con $NPSH_r$. Su nombre es número específico de revoluciones de aspiración, S , y sería la velocidad de giro de una bomba semejante que funcionando en su punto óptimo presente una $NPSH_r$ de 1 m cuando trasiega un caudal de $1 \text{ m}^3/\text{s}$. Su expresión, eliminando D entre Q/Q_0 y $NPSH_r/NPSH_{r0}$ será:

$$S = N \frac{\sqrt{Q_{opt}}}{(NPSH_r)^{3/4}} \quad (30)$$

Si una bomba ha sido diseñada con el criterio de optimizar D_I , y teniendo en cuenta que este valor ha sido deducido con el caudal óptimo de funcionamiento, existe una relación entre S y s , esto es, con el grado de acabado de los álabes.

Sabemos, de la ecuación (21) que:

$$(NPSH_r)_{min} = s \frac{(Q_{opt} N^2)^{3/4}}{2g}$$

en el punto óptimo de funcionamiento. Así pues:

$$(NPSH_r)_{min}^{3/4} = \left(\frac{s}{2g} \right)^{3/4} N \sqrt{Q_{opt}} = \frac{N \sqrt{Q_{opt}}}{S} \Rightarrow S = \left(\frac{2g}{s} \right)^{3/4} \quad (31)$$

por lo que, para $s = 0.02$, $S = 175$ y si $s = 0.012$, $S = 256$.

Para las bombas centrífugas, $n_q = 15 \div 40$, el valor de s oscila generalmente poco alrededor de 0.02, por lo que S se suele situar entre los valores $150 \div 200$. En cierto modo, S es un parámetro de expresión análoga a la constante crítica de cavitación $C_{cv} = [(2g/s) \cdot 10]^{3/4}$, pero no tienen, en cambio, la misma interpretación.

Se definen, asimismo, otros parámetros adimensionales relacionados con el fenómeno de la cavitación, como el conocido coeficiente de Thoma. Se define como:

$$\sigma = \frac{NPSH_r}{H} \quad (32)$$

y varía con Q . Este coeficiente se mantiene constante para puntos de funcionamiento homólogos de bombas geoméricamente semejantes.

Existe cierta relación entre σ_{opt} , (o sea, definido en el punto óptimo de funcionamiento), S y n_q :

$$S = N \frac{\sqrt{Q_{opt}}}{NPSH_r^{3/4}} = N \frac{\sqrt{Q_{opt}} H^{3/4}}{H^{3/4} NPSH_r^{3/4}} = \frac{n_q}{\sigma_{opt}^{3/4}} \quad (33)$$

o bien:

$$\sigma_{opt} = \left(\frac{1}{S} \right)^{4/3} n_q^{4/3} \quad (34)$$

donde vemos que si n_r aumenta, también lo hará σ_{opt} , y en definitiva, disminuye la capacidad de aspiración de la bomba, como ya vimos en anterior ocasión.

En particular, dijimos que S cambia poco en el campo de las centrífugas, de modo que a bajos valores de n_q ($S = 150$), la anterior expresión se ajusta a:

$$\sigma_{opt} = 0.00125 n_q^{4/3} \quad (35)$$

En conclusión, si a la hora de elegir una bomba para una necesidad determinada se piensa en aumentar n_q (p.e., porque aumentamos N) por el ahorro subsiguiente (porque disminuye el tamaño), pensemos que estamos también disminuyendo su capacidad de aspiración.

2. Efecto del Recorte de Rodete en la curva de Cavitación.

Nos planteamos ahora relacionar los valores de dos puntos de igual rendimiento en una bomba sometida a recorte de rodete, antes y después de del mismo. Siguiendo el mismo razonamiento expuesto en la expresión (27), nos encontramos con que la relación entre los diámetros interiores no se ve afectada, es decir:

$$\frac{NPSH_r}{NPSH_{r0}} = \frac{v_1^2 + \lambda w_1^2}{v_{10}^2 + \lambda w_{10}^2} = \frac{v_{10}^2 \frac{N^2 D_1^2}{N_0^2 D_{10}^2} + \lambda w_{10}^2 \frac{N^2 D_1^2}{N_0^2 D_{10}^2}}{v_{10}^2 + \lambda w_{10}^2} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^2 \quad (36)$$

Dicho de otra forma, **el valor absoluto de la $NPSH_r$ no se ve alterado** al comparar dos puntos con igual rendimiento durante una operación de recorte de rodete, sólo afecta la velocidad de giro. Sin embargo, el caudal sí se ve afectado. Tal y como se vio en la lección anterior, un nuevo proyecto de norma ISO indica que para turbobombas centrífugas, el efecto que un recorte de rodete tiene sobre el caudal vendrá dado por:

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{D_2}{D_{20}} = \lambda_r$$

Esto quiere decir que, si expresamos la curva de $NPSH_r$ como:

$$NPSH_{r0} = I Q_0^2 + J Q_0 + K$$

e intentamos escribir cómo quedaría dicha curva tras el recorte, llegaríamos a:

$$NPSH_r = \frac{I}{\lambda_r^2} Q^2 + \frac{J}{\lambda_r} Q + K \quad (37)$$

Dicho de otra forma, el valor absoluto de la $NPSH_r$ no varía entre dos puntos de igual rendimiento, pero sí la forma de la curva. Este efecto puede explicarse gráficamente en la Figura V.13:

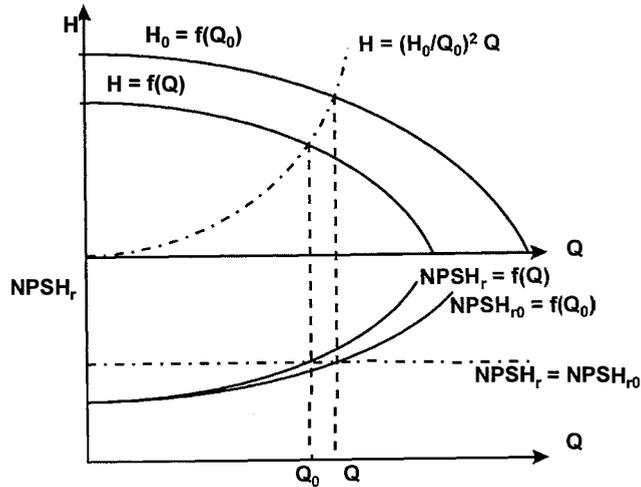


Figura V.13. Relación entre curvas H y $NPSH_r$ en una bomba con el rodete recortado.

3. Magnitudes reducidas en cavitación.

Análogamente a como se hacía para la altura H , se puede definir también un parámetro adimensional asociado con la $NPSH_r$, idéntico para todas las bombas semejantes:

$$\pi_r = \frac{g NPSH_r}{N^2 D_2^2} \quad (38)$$

y denominando coeficiente de cavitación.

En realidad, sería más lógico haber definido

$$\pi_r = \frac{g NPSH_r}{N^2 D_1^2}$$

porque la cavitación depende de D_1 ; pero por uniformar parámetros se define respecto del diámetro a la salida D_2 , conservando así la definición de φ para el caudal,

$$\varphi = \frac{Q}{N D_2^2} \quad (39)$$

Introduciendo estas definiciones en la expresión de $NPSH_r$, podemos obtener asimismo la curva universal $\pi_r = \pi_r(\varphi)$, válida para toda la serie de bombas geoméricamente semejantes a la que ha sido ensayada:

$$\frac{\pi_r N^2 D_2^2}{g} = I (\varphi N D_2^3)^2 + J (\varphi N D_2^3) + K$$

o bien:

$$\pi_r = I g D_2^4 \varphi^2 + J \frac{g D_2}{N} \varphi + K \frac{g}{N^2 D_2^2} \quad (40)$$

En general, el conjunto de curvas $\pi = \pi(\varphi)$, $\tau = \tau(\varphi)$ (potencia adimensional) y $\eta = \eta(\varphi)$ (rendimiento) que definen el comportamiento de una serie de bombas geoméricamente semejantes, debe ahora ampliarse con la nueva curva $\pi_r = \pi_r(\varphi)$.

Otra forma más completa de expresar el comportamiento de la serie, incluyendo su funcionamiento en cavitación, es dando las curvas $\pi = \pi(\varphi, \pi_r)$, $\tau = \tau(\varphi, \pi_r)$ y $\eta = \eta(\varphi, \pi_r)$, Figura V.14, donde π_r actúa como parámetro para distinguir las diferentes curvas que resultan en función del valor que tenga π_r cuando se alcanza la cavitación. La curva $\pi_r = \pi_r(\varphi)$ queda así ya incluida en las anteriores, expresada en forma paramétrica.

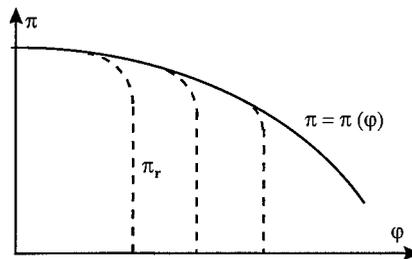


Figura V.14. Curva característica $\pi = \pi(\varphi, \pi_r)$ para una bomba centrífuga.

En particular:

$$\sigma = \frac{NPSH_r}{H} = \frac{\frac{g NPSH_r}{N^2 D_2^2}}{\frac{gH}{N^2 D_2^2}} = \frac{\pi_r(\varphi)}{\pi(\varphi)} = \sigma(\varphi) \quad (41)$$

A todos los efectos, la curva $\sigma_r = \sigma_r(\varphi)$ puede sustituir a la $\pi_r = \pi_r(\varphi)$, de modo que en ocasiones se dan también las curvas universales de una bomba parametrizadas de la forma $\pi = \pi(\varphi, \sigma)$, $\tau = \tau(\varphi, \sigma)$ y $\eta = \eta(\varphi, \sigma)$.

4. Ensayos de Cavitación en Bombas.

Pretendemos realizar una serie de ensayos sobre la cavitación de una bomba, y llevarlos a efecto de manera que los resultados obtenidos sean utilizables para toda la serie de bombas semejantes a la patrón, sobre la que se efectúa el ensayo. Es preciso, para cumplir con esta condición impuesta, que las pruebas se desarrollen sobre un circuito cerrado, de modo que los distintos puntos de funcionamiento que se obtienen solamente cambiando la velocidad de rotación del rodete, sean homólogos y se transformen en uno sólo en el plano (π, φ) . Posteriormente, para recorrer la curva característica de la bomba a $N = \text{cte.}$, modificaremos el circuito resistente mediante el accionamiento de una válvula.

Al objeto de que las pruebas sean lo más fiables y precisas posible, el agua no debe contener gas (aire) disuelto, ya que cuanto mayor sea la cantidad disuelta, más propensión habrá a la cavitación. Digamos de paso que en aspiraciones muy forzadas es fundamental que no se formen remolinos en el depósito de aspiración que contribuyan a airear el agua.

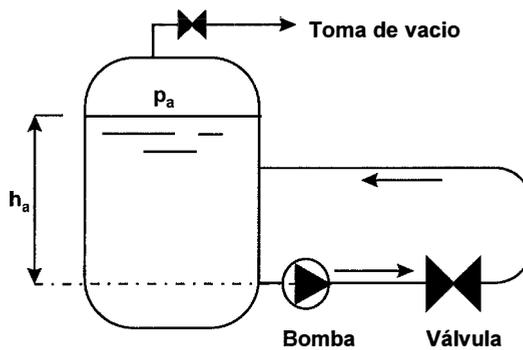


Figura V.15. Circuito para ensayos de cavitación de una bomba.

El circuito que en la práctica se utiliza para la realización de estos ensayos consta de un depósito cerrado, al objeto de que variando la presión interna sobre la superficie libre, regulemos la altura de aspiración de la bomba, Figura V.15. Esta, para obtener resultados en puntos de funcionamiento homólogos, debe ser susceptible de variar su velocidad de giro; y, además, se dispone una válvula en la impulsión de la bomba al objeto de obtener distintas curvas resistentes de la instalación. El aire se elimina calentando y agitando el agua, con objeto de que se desprenda y salga por la abertura superior. Posteriormente se cierra esta abertura y se deja enfriar el agua. La presión p_a se regula después hasta dejarla en un nivel acorde con la $NPSH_r$ de la bomba, a fin de facilitar la cavitación en el campo del ensayo. Podemos imaginar que la cantidad

de aire que aún queda en la parte superior del depósito será insuficiente para que pueda disolverse de nuevo en el agua.

El objetivo del ensayo es obtener $\pi_r = \pi_r(\varphi)$ y al mismo tiempo las curvas $\pi = \pi(\pi_r, \varphi)$, que dan una información más completa. Para ello, uno de los primeros pasos va a ser adimensionalizar la curva resistente de la instalación anterior, la cual, al bombear en circuito cerrado, tendrá la forma $H^{(r)} = K \cdot Q^2$; esta expresión se transforma en:

$$\frac{g H^{(r)}}{N^2 D_2^2} = \frac{K g}{N^2 D_2^2} Q^2 \Rightarrow \pi^{(r)} = K D_2^2 g \varphi^2$$

la cual no depende de la velocidad de giro N , como era de esperar. De haber bombeado en circuito abierto, en el término correspondiente a la altura geométrica hubiese aparecido el valor N , y para cada N nos encontraríamos con una curva resistente adimensionalizada diferente.

El $NPSH_d$ va a ir cambiando con cada valor de N , por cambiar el valor de Σh_f , siendo p_a , h_a y T_v constantes. Su valor adimensionalizado será:

$$NPSH_d = \left(\frac{p_{atm}}{\gamma} - h_A - T_v \right) - r_a Q^2 = E - r_a Q^2$$

$$\pi_d = \frac{g \cdot NPSH_d}{N^2 D_2^2} = \frac{g [E - r_a Q^2]}{N^2 D_2^2} = \frac{gE}{N^2 D_2^2} - g r_a D_2^4 \varphi^2$$

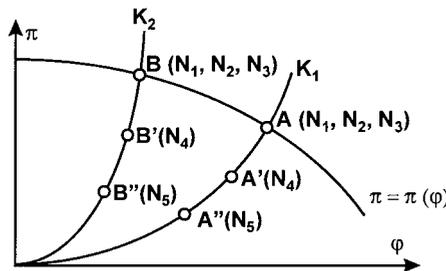


Figura V.16. Puntos de funcionamiento de una bomba sin y con cavitación, en el plano $\varphi - \pi$.

Sea $\pi = \pi(\varphi)$ la curva adimensionalizada de la bomba sin cavitación, y K_1 la curva resistente adimensionalizada del circuito para una posición dada de la válvula K_1 , que no cambiará durante esta primera parte del ensayo, Figura V.16. El punto de funcionamiento de la instalación será el A mientras vayamos modificando la velocidad de rotación de la bomba y ésta permanezca sin cavitación.

Cuando comience la cavitación, el punto A se desplazará sobre la curva resistente al cambiar N (puntos A', A'', ...), que es la única curva que no cambia al mantenerse inalterada la posición de la válvula. Obviamente, π baja al disminuir H y aumentar N , y φ baja al mantenerse constante Q

y aumentar N . Por otra parte, el valor de π_d evoluciona en cualquier caso, cavite o no cavite la bomba. Representando $\pi_d = \pi_d(\pi)$ y $\pi_d = \pi_d(\varphi)$ tendremos las Figuras siguientes.

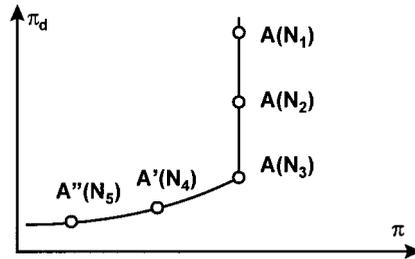


Figura V.17. Puntos de Funcionamiento de una bomba en el plano π_d - π .

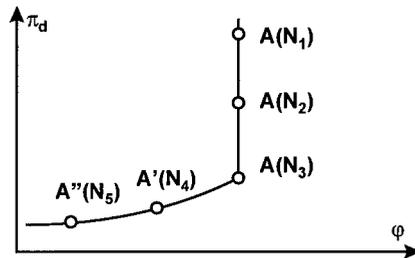


Figura V.18. Puntos de Funcionamiento de una bomba en el plano π_d - φ .

Una vez comience la cavitación, los puntos A' y A'' (a diferentes valores de N) se separarán de la vertical por cambiar π y φ . La pendiente de la curva A' - A'' en una y otra figura dependen de la pendiente de la curva resistente. Si ésta está por encima de la bisectriz en el plano φ - π , en π - π_d aparecerá más horizontal que en φ - π_d y viceversa.

Se toma el gráfico donde A' y A'' definan una curva más horizontal, se traza esta curva y se intersecta con la vertical por los puntos A, lo que nos dará el punto de arranque de la cavitación; en él, $\pi_d = \pi_r$, que es el valor buscado. Así conseguimos un punto de $\pi_r = \pi_r(\varphi)$ para $\varphi = \varphi_A$. Esto se hace así porque en la práctica es muy difícil determinar el momento exacto en que comienza la cavitación, si no se recurre a técnicas acústicas muy sofisticadas. De este modo se determina la aparición de la cavitación por extrapolación de una serie de puntos experimentales medibles con toda exactitud.

Modificando ahora la válvula de modo que $K = K_2$, el punto de funcionamiento a cualquier N , antes de cavitarse, será ahora el B, Figura V.16. Con la aparición de este fenómeno, pasaremos a funcionar en B', B'', etc. Repitiendo la técnica de interpolación obtendremos un nuevo punto de $\pi_r = \pi_r(\varphi)$ para $\varphi = \varphi_B$.

Así llegaremos a obtener $\pi_r = \pi_r(\varphi)$ sin más que ir modificando el grado de apertura de la válvula. Si además anotamos para cada punto A', A'', etc. los valores de N a que corresponden,

uniendo después los puntos de $N = \text{cte}$ tendremos la curva adicional de funcionamiento de la bomba en cavitación (a $N = \text{cte}$), obtenida como si hubiésemos ido abriendo la válvula a $N = \text{cte}$. Al punto de arranque de cada una de estas curvas le corresponde un φ y un valor de π_r que sirve para caracterizarla adimensionalmente.

5. Efecto de escala en las características de aspiración de una bomba.

En todo lo que hemos expuesto en la presente lección, se ha tenido en cuenta la semejanza absoluta. De cualquier modo, hay que pensar que las curvas obtenidas no son absolutamente universales para una familia de bombas semejantes, porque no se cumple el requisito de la semejanza dinámica. Vamos a proceder a una descripción cualitativa de lo que ocurre en la realidad, sin que, posteriormente, ello se tenga en cuenta.

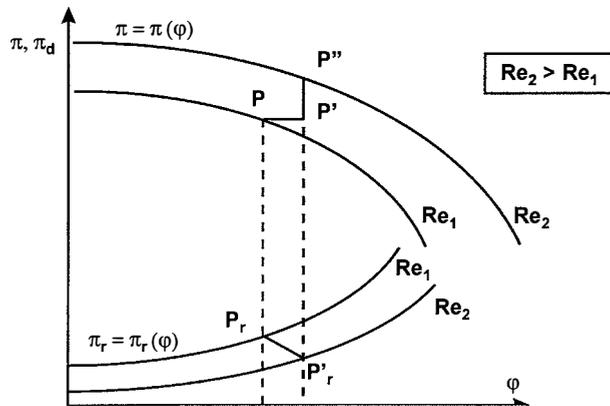


Figura V.19. Efecto de escala en las características de aspiración de una bomba.

Supongamos que ya hemos obtenido experimentalmente las curvas $\pi = \pi(\varphi)$ y $\pi_r = \pi_r(\varphi)$ para una bomba determinada, Figura V.19. Se comprueba que con una bomba de mayor número de Reynolds, las curvas se desplazan en el sentido de favorecer las prestaciones de la misma, en tanto que con un número de Reynolds menor, las curvas son más desfavorables. Podemos dar una sencilla interpretación del leve desplazamiento de las curvas en el supuesto, por ejemplo de un Re mayor:

- La reducción relativa (tratamos parámetros adimensionales) de las pérdidas por rozamiento que acompañan al crecimiento del número de Reynolds, se traduce en un ligero aumento del valor de π . Este hecho, sin embargo, no se traduce en un aumento de π_r al ser la mayor parte de las pérdidas desde la entrada a la bomba hasta el punto de presión mínima debidas al choque a la entrada de los álabes, independientes de Re .
- Por otra parte, existe una reducción del espesor de desplazamiento de las capas límite al aumentar Re , lo que se traduce en un crecimiento del coeficiente de caudal en ambas gráficas.

Consideremos, pues, un punto P sobre la curva $\varphi - \pi$ y su punto correspondiente P₁ sobre la curva $\delta - \pi$. Un crecimiento de *Re* se traduce por un desplazamiento de P a P", correspondiendo PP' al crecimiento del coeficiente de caudal y P'P" a la reducción de las pérdidas. Respecto de P₁, éste se desplaza hasta P'₁, debido al crecimiento del coeficiente de caudal.

De hecho, y como los ensayos acostumbran a realizarse con modelos reducidos, de menor *Re* que los prototipos, no se suele tener en cuenta este hecho, lo cual obviamente será trabajar con un coeficiente de seguridad mayor. Sólo con una bomba ensayada de prestaciones importantes, sería peligroso trasladar directamente los resultados a bombas de menor *Re*.

MÁQUINAS HIDRÁULICAS

VI. Análisis Funcional de las Bombas Centrífugas y Axiales



**Grupo
Mecánica
de Fluidos**

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

ANÁLISIS FUNCIONAL DE LAS BOMBAS CENTRÍFUGAS Y AXIALES

LECCIÓN 18 Determinación Gráfica del Punto de Funcionamiento de Distintos Sistemas Hidráulicos.

1. Introducción.

En el cursos anteriores de Mecánica de Fluidos se expuso la determinación, tanto analítica como gráfica, del punto de funcionamiento de un sistema elemental. Sin embargo, a medida que la instalación se complica, la resolución deja de ser inmediata. Presentamos, en este apartado, algunos sistemas más complejos incluyendo su resolución gráfica, mientras la analítica se pospone para los capítulos donde se estudian las redes hidráulicas.

El interés que presenta el familiarizarse con las técnicas gráficas de cara a los capítulos de regulación es, desde luego, muy grande. La idea fundamental en que se basa la resolución gráfica del punto de funcionamiento de un sistema hidráulico es que en cualquier punto físico de la instalación (punto de referencia), siempre se pueden definir las dos curvas siguientes, supuesto conocido el sentido del flujo en todas las líneas del sistema:

- **Curva motriz de la instalación, $H^{(m)} = H^{(m)}(Q)$:** Es la altura piezométrica que dispone el fluido, en función del caudal que circula por el punto de referencia, y que viene proporcionada por el sistema de bombas o depósitos que impulsan dicho fluido.
- **Curva resistente de la instalación, $H^{(r)} = H^{(r)}(Q)$:** Es la altura piezométrica que debe tener el fluido, en función del caudal que circula por el punto de referencia, para alcanzar los depósitos o puntos finales de la instalación, o bien para proporcionar a los usuarios el caudal deseado.

La altura piezométrica y el caudal circulante por el punto de referencia serán los correspondientes a la intersección de las curvas motriz y resistente, representadas gráficamente en función del caudal sobre el plano $Q-H$ como se indica en la Figura VI.1.

En la resolución gráfica del punto de funcionamiento de una instalación se va a despreciar el término cinético $v^2/2g$, debido a su escaso valor en comparación con la altura piezométrica $H = z + p/\gamma$; por ello, la diferencia de alturas piezométricas entre dos puntos de una conducción por

la que circule un caudal constante será igual a la suma de pérdidas de carga entre ambos puntos.

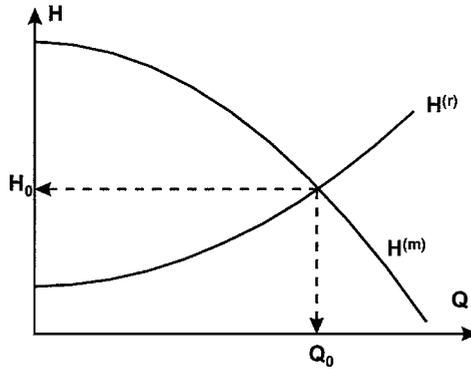


Figura VI.1. Punto de Funcionamiento de una Instalación.

Una última consideración es que si tenemos un nudo C donde se unen tres (o más) tuberías, se definen los puntos C_1 , C_2 y C_3 pertenecientes respectivamente a las tuberías 1, 2 y 3 pero ya sobre dicho nudo, como se indica en la Figura VI.2. Si despreciamos las pérdidas en el nudo siempre podemos decir que $H_{C1}(Q_1) = H_{C2}(Q_2) = H_{C3}(Q_3)$. La ecuación de continuidad indicará $Q_1 = Q_2 + Q_3$.

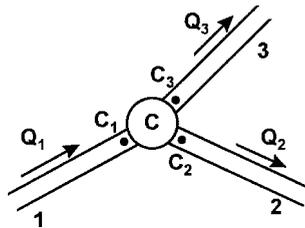


Figura VI.2. Nudo donde se unen tres tuberías.

2. Distintas formas de las características motrices y resistentes de un sistema.

2.1 Impulsión que asegura un suministro de caudal en un punto intermedio.

La Figura VI.3 nos muestra una impulsión simple, pero con la singularidad de tener que proporcionar un caudal q conocido en un punto intermedio I. Pretendemos determinar el punto de trabajo a partir de las características de la bomba y de la instalación (longitud, diámetros, rugosidad, curva característica de la bomba, etc.).

El punto de referencia para el trazado de las curvas motriz y resistente será el B a la salida de la bomba. La resolución gráfica del punto de funcionamiento se inicia con el trazado de la curva resistente del punto I₂, Figura VI.3,

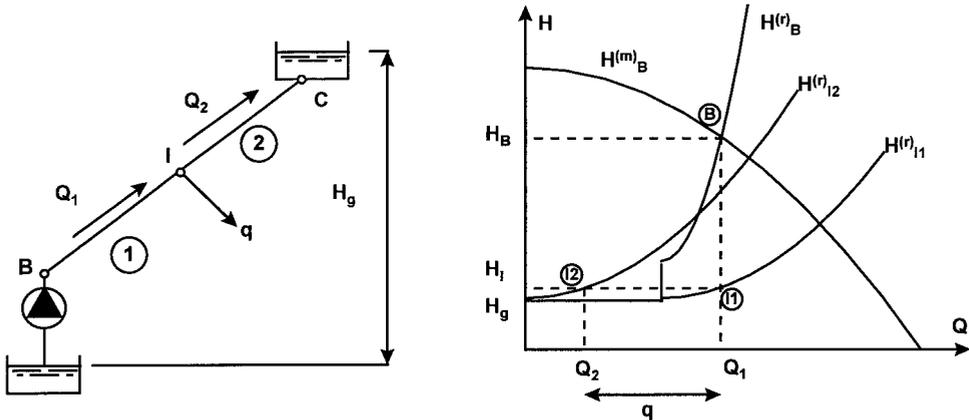


Figura VI.3. Sistema con toma intermedia en la tubería de impulsión.

$$H_{I_2}^{(r)} = H_g + r_2 Q_2^2$$

siendo r_2 el coeficiente de pérdidas del tramo 2. La curva resistente del punto I₁ se determinará con la condición de que las alturas piezométricas de los puntos I₁ e I₂ son iguales, y en el nudo I se deberá cumplir la ecuación de continuidad. Así,

$$H_{I_1}^{(r)} = H_{I_2}^{(r)}; Q_1 = Q_2 + q$$

Gráficamente, $H_{I_1}^{(r)}$ se obtiene desplazando la curva $H_{I_2}^{(r)}$ según el eje de abscisas el caudal q consumido en el punto I, y que constituye uno de los datos del problema. A continuación se traza la curva $H_B^{(r)}$ teniendo en cuenta que la diferencia de alturas piezométrica entre los puntos B e I₁ corresponde a las pérdidas de carga entre ambos puntos,

$$H_B^{(r)} = H_{I_1}^{(r)} + r_1 Q_1^2$$

La curva motriz en el punto B corresponde a la curva característica de la bomba,

$$H_B^{(m)} = H_b$$

la cual, representada gráficamente, nos da el punto B de intersección con $H_B^{(r)}$.

Siguiendo ahora el mismo procedimiento a partir del punto B pero en sentido inverso podemos hallar sobre la gráfica los puntos I₁ e I₂ y determinar los caudales Q_1 y Q_2 por la tubería de impulsión, así como las alturas piezométricas H_B y H_I en los puntos correspondientes de la instalación.

La interpretación de los resultados obtenidos es particularmente sencilla: del caudal total Q_1 impulsado por la bomba, q es consumido en el punto I, y el resto (Q_2) es el que asciende hasta el depósito. Y en cuanto a la línea de alturas piezométricas, la altura piezométrica a la salida de la bomba queda determinada por la altura manométrica que genera ella misma, $H_B \equiv H_b$, en

tanto que la del depósito por su cota H_g . Finalmente, la del punto I por el desnivel total a vencer más las pérdidas existentes entre I y C para el caudal Q_2 .

2.2 Bomba alimentando simultáneamente dos depósitos a cotas distintas.

Vamos a resolver gráficamente el punto de funcionamiento de un sistema formado por una bomba que alimenta simultáneamente dos depósitos emplazados a distintos niveles y conectados en paralelo. Como de costumbre conocemos la curva característica de la bomba a instalar, así como el sentido del flujo y el diámetro, longitud, etc, de todas las tuberías. En consecuencia, la característica resistente de cada tramo es un dato y el problema radica en cómo se deben combinar para obtener una resultante igual a la curva resistente global del sistema.

La Figura VI.4 nos muestra el esquema de la instalación, así como la resolución gráfica del mismo que seguidamente pasamos a comentar. Al igual que en el caso anterior, el punto de referencia será el B a la salida de la bomba.

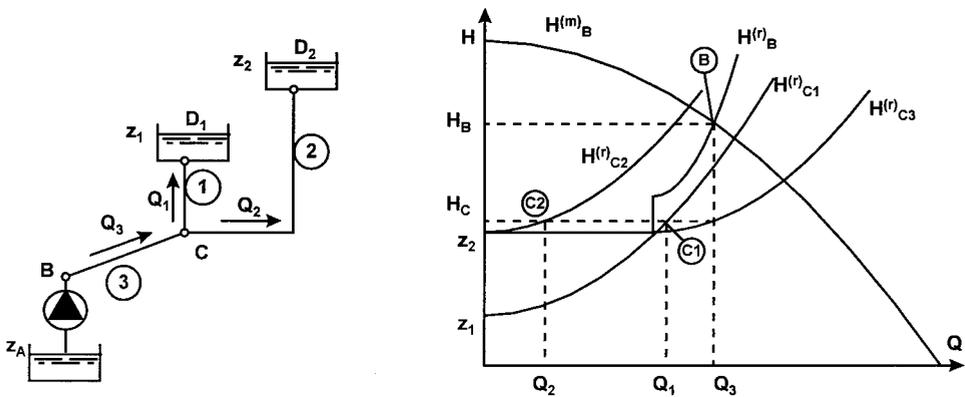


Figura VI.4. Bombeo a dos depósitos en paralelo a diferente cota y determinación gráfica de su punto de funcionamiento.

En primer lugar se representan independientemente las características resistentes en los puntos C_1 y C_2 , las cuales responderán a las expresiones:

$$H_{C_1}^{(r)} = z_1 + r_1 Q_1^2; \quad H_{C_2}^{(r)} = z_2 + r_2 Q_2^2$$

Para la determinación de la curva resistente en C_3 , $H_{C_3}^{(r)}$, se suman para una misma ordenada las abscisas de $H_{C_1}^{(r)}$ y $H_{C_2}^{(r)}$. Con ello se está haciendo uso de las expresiones indicadas para los nudos, y que en este caso valen:

$$H_{C_3}^{(r)} = H_{C_1}^{(r)} = H_{C_2}^{(r)}; \quad Q_3 = Q_1 + Q_2$$

La curva resistente en B será la correspondiente a C_3 aumentada en las pérdidas de la tubería 3. Así,

$$H_B^{(p)} = H_{C_3}^{(p)} + r_3 Q_3^2$$

La curva motriz en B corresponderá a la curva característica de la bomba incrementada con la cota del depósito de aspiración,

$$H_B^{(m)} = H_b + z_A$$

El punto de funcionamiento de la instalación se determinará a partir de la intersección de las curvas motriz y resistente en B. Así, en la representación gráfica tenemos los puntos B, C₁, C₂ y C₃, que nos permiten conocer los caudales circulantes por las líneas, Q₁, Q₂ y Q₃, y las alturas piezométricas H_B y H_C.

Como podemos observar en la representación gráfica, la curva resistente H_{C3}^(r) solamente tiene vigencia a partir de z₂, ya que estamos suponiendo que la bomba hace subir agua a los dos depósitos, lo cual sólo es posible cuando H_C > z₂. Para el caso de que, con la instalación propuesta, tanto la bomba como el depósito D₂ aportasen agua al depósito D₁, el planteamiento que acabamos de exponer daría como resultado curvas motriz y resistente en B que no tendrían punto de intersección. En este caso la distribución inicial de caudales sería incorrecta y se debería replantear el problema invirtiendo el sentido de caudales en la tubería 2.

2.3 Red de distribución alimentada simultáneamente desde dos depósitos a cotas diferentes.

Supongamos el esquema de la Figura VI.5 en el que una red de distribución está alimentada desde dos depósitos a cotas Z₁ y Z₂, siendo A el punto de conexión de la tubería 3 con dicha red. Una explicación sencilla del funcionamiento de la red es que los usuarios, que en un momento determinado solicitan agua, abren más o menos sus grifos para obtener el caudal deseado de manera que, en conjunto, por el punto A estará circulando la suma de todos los caudales consumidos. Ello quiere decir que los usuarios van a imponer el caudal circulante por A, según una curva de evolución diaria denominada curva de modulación de consumos.

Se puede calcular el punto de funcionamiento de la instalación si se conoce la curva simplificada de consumos diarios de la red, Figura VI.5, la cota del nivel de agua en los depósitos y las características de las tuberías 1, 2 y 3. Vamos a suponer que durante las horas punta de consumo, los dos depósitos están aportando caudal a la red, mientras que durante las horas valle, el depósito D₁ alimenta simultáneamente a la red y al depósito D₂.

La determinación gráfica del punto de funcionamiento del sistema considerado, para horas punta y valle, queda reflejada en la Figura VI.6, habiéndose adoptado el punto A como punto de referencia.

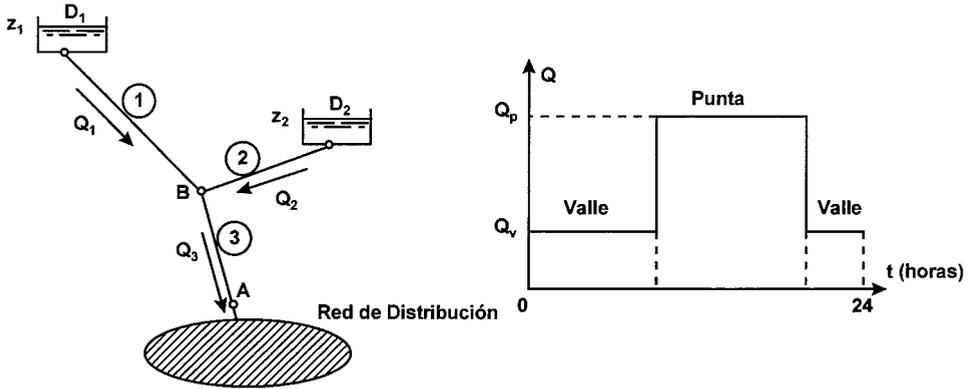


Figura VI.5. Red de distribución alimentada desde dos depósitos a cotas diferentes y curva simplificada de modulación de consumos.

El procedimiento seguido para horas punta, supuesto que ambos depósitos aportan caudal, es el siguiente:

Curva motriz en el punto B₁: $H_{B1p}^{(m)} = Z_1 - r_1 Q_1^2$

Curva motriz en el punto B₂: $H_{B2p}^{(m)} = Z_2 - r_2 Q_2^2$

Curva motriz en el punto B₃: $H_{B3p}^{(m)} = H_{B1p}^{(m)} = H_{B2p}^{(m)} ; Q_3 = Q_1 + Q_2$

Curva motriz en el punto A : $H_{Ap}^{(m)} = H_{B3p}^{(m)} - r_3 Q_3^2$

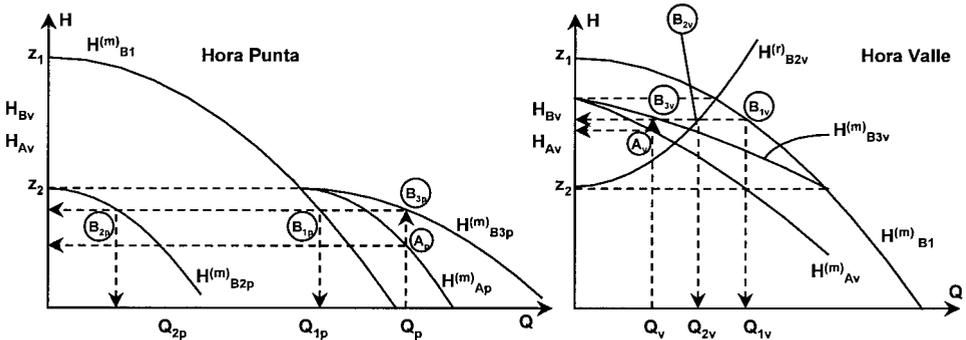


Figura VI.6. Punto de funcionamiento de un sistema de dos depósitos que alimenta una red de distribución.

La curva resistente en el punto A corresponde al caudal demandado por la red en horas punta, $Q_3 = Q_p$, la cual viene representada por una vertical por el punto de abscisa Q_p. Con ello obtenemos de la representación gráfica los puntos B_{1p}, B_{2p}, B_{3p} y A_p, así como los caudales circulantes Q_{1p} y Q_{2p} y las alturas piezométricas H_{Bp} y H_{Ap}.

Para el caso de horas valle se supone que al depósito D₂ sube caudal, como hemos indicado anteriormente, por lo que el procedimiento gráfico se basa ahora en el trazado de las siguientes curvas:

Curva motriz en el punto B₁: $H_{B1v}^{(m)} = z_1 - r_1 Q_1^2$

Curva resistente en el punto B₂: $H_{B2v}^{(r)} = z_2 + r_2 Q_2^2$

Curva motriz en el punto B₃: $H_{B3v}^{(m)} = H_{B1v}^{(m)} = H_{B2v}^{(r)}$; $Q_3 = Q_1 - Q_2$

Curva motriz en el punto A : $H_{Av}^{(m)} = H_{B3v}^{(m)} - r_3 Q_3^2$

Ahora la curva resistente en A será una vertical trazada por el punto de abscisa Q_v , obteniéndose los puntos B_{1v}, B_{2v}, B_{3v} y A_v, los caudales Q_{1v} y Q_{2v} , y las alturas piezométricas H_{Bv} y H_{Av} .

En definitiva, la red estaría siendo alimentada con alturas piezométricas en el punto A de H_{Ap} para horas punta y H_{Av} para horas valle. En caso de que la altura en A para horas punta no fuera suficiente para abastecer correctamente la red, o bien que en horas valle esta altura fuese excesiva, se debería modificar adecuadamente la cota de uno o los dos depósitos de alimentación, o bien las características de las tuberías.

2.4 Red de distribución alimentada simultáneamente desde una bomba y un depósito de compensación.

Los depósitos de compensación se conectan directamente a la tubería de traída de agua desde la estación de bombeo a la red, Figura VI.7, y se sitúan a una cota tal que los cambios de presión con los consumos en el punto de entronque permiten que dicho depósito se llene durante las horas de poco consumo (horas valle) y descargue agua ayudando a la estación de bombeo en las horas de mayor consumo (horas punta). Una ventaja importante de este tipo de depósitos frente a los de regulación es que la tubería que conduce el agua hasta el depósito de compensación sirve a su vez para la fase en que el depósito abastece parte del caudal hacia la población. No se requiere por tanto duplicar la tubería hasta el depósito (una para elevar el agua y otra para la alimentación a la población) como ocurre en el caso de los depósitos de regulación. Esto puede suponer en muchos casos un ahorro decisivo, especialmente cuando la tubería es de gran tamaño, que puede representar una fracción considerable del presupuesto total.

Se puede calcular el punto de funcionamiento de la instalación si se conoce la curva simplificada de consumos diarios de la población, como pudiera ser la de la Figura VI.5, la altura del depósito de compensación respecto del depósito de aspiración, las características de las tuberías y la curva del sistema de bombeo. Para ello, y según se indica en la Figura VI.8, se representa la curva motriz en B, $H_B^{(m)}$, como suma de la curva característica de la estación de bombeo y la altura del depósito de aspiración, el cual se puede tomar a cota de referencia $z = 0$. Si a la curva motriz en B le restamos las pérdidas en la tubería 1, en función del caudal, obtenemos la curva motriz en C₁, $H_{C1}^{(m)}$.

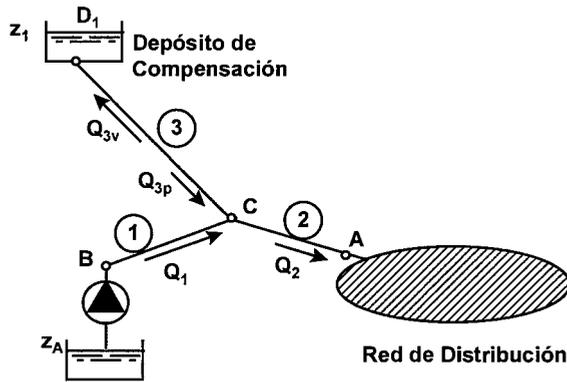


Figura VI.7. Esquema de la instalación de un depósito de compensación.

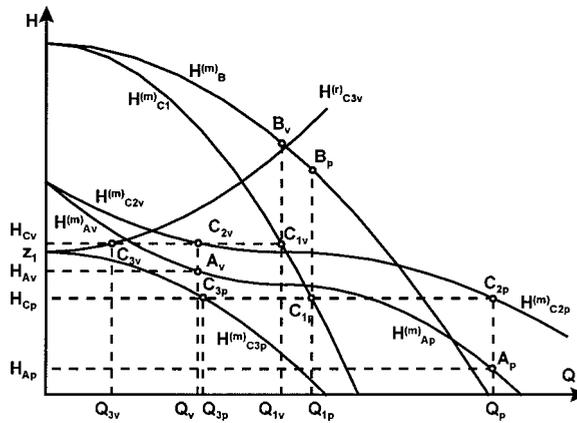


Figura VI.8. Determinación gráfica del punto de funcionamiento de una red alimentada por bomba y depósito de compensación.

En las horas punta de consumo, el depósito de compensación aporta caudal, Q_{3p} , por lo que la curva motriz en C_3 se obtiene restando a z_1 las pérdidas en la tubería 3; así $H_{C3p}^{(m)} = z_1 - \Sigma h_{f3}$, que se representa. La ecuación de continuidad en C indica $Q_{2(punta)} = Q_1 + Q_{3p}$, por lo que $H_{C2p}^{(m)}$ se obtendrá sumando caudales de $H_{C1}^{(m)}$ y $H_{C3p}^{(m)}$ para igualdad de alturas. Como el depósito de compensación aporta caudal en estas horas punta, la curva $H_{C2p}^{(m)}$ tiene validez solamente para $H < z_1$. La curva motriz en A, $H_{Ap}^{(m)}$, se obtiene restando a $H_{C2p}^{(m)}$ las pérdidas en la tubería 2, Σh_2 . El punto de funcionamiento en horas punta se obtendrá trazando una vertical por el punto del eje de caudales $Q = Q_p$, obteniéndose, como puede verse en la gráfica, los valores de Q_{1p} , Q_{3p} , H_{cp} y la altura de alimentación a la población H_{Ap} .

En las horas valle de consumo, la estación de bombeo elevará agua al depósito de compensación, Q_{3v} , a la vez que alimenta a la población. La curva resistente del punto C_3 , $H_{C3v}^{(r)}$, se obtiene sumando a z_1 las pérdidas en la tubería 3, $H_{C3v}^{(r)} = z_1 + \Sigma h_{f3}$. La ecuación de continuidad en C será ahora $Q_{2(valle)} = Q_1 - Q_{3v}$; por ello $H_{C2v}^{(r)}$ se obtiene restando, a igualdad

de alturas, el caudal de $H_{C3v}^{(r)}$ del de $H_{C1}^{(m)}$. En este caso el agua sube al depósito de compensación, por lo que $H_{C2v}^{(r)}$ tiene validez sólo para $H > z_1$. Restando a esta última curva las pérdidas en la tubería 2, Σh_{f2} , se obtendrá la curva motriz del punto A, $H_{Av}^{(m)}$. El punto de funcionamiento en horas valle se obtiene ahora trazando una vertical por el punto del eje de caudales $Q = Q_v$, con lo cual se puede conocer, inmediatamente, los valores de Q_{1v} , Q_{3v} , H_C y la altura de alimentación de la población, H_{Av} .

Si llamamos T_p y T_v la duración de los períodos diarios de consumo punta y valle, respectivamente, se deberá cumplir $Q_{3p} \cdot T_p = Q_{3v} \cdot T_v$, lo cual quiere decir que todo el volumen de agua aportado por el depósito de compensación en horas punta se deberá recuperar en horas valle, con lo que tendremos una regulación diaria correcta. En caso contrario se deberá modificar alguno de los parámetros iniciales de diseño y volver a calcular el punto de funcionamiento de la instalación, hasta que cumpla la igualdad anterior. El depósito de compensación deberá tener una capacidad suficiente para almacenar el volumen que le llega en horas valle, $\forall_{dc} \geq Q_{3p} \cdot T_p \equiv Q_{3v} \cdot T_v$.

ANÁLISIS FUNCIONAL DE LAS BOMBAS CENTRÍFUGAS Y AXIALES

LECCIÓN 19 Cuestiones Funcionales en la Utilización de las Bombas.

1. Estabilidad de funcionamiento de una bomba.

Cuando un sistema hidráulico se encuentra funcionando en un determinado punto de trabajo y aparece una perturbación, el punto de funcionamiento se modifica. Si la desaparición de tal perturbación comporta el que el sistema vuelva al punto de trabajo inicial, diremos que es estable. Si nos alejamos del mismo, estaremos ante un sistema inestable.

Como vemos se trata de un concepto similar al de estabilidad de un sistema eléctrico, mecánico, etc.

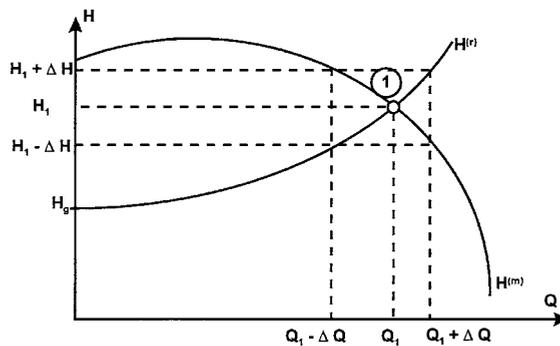


Figura VI.9. Punto de funcionamiento estable de una bomba centrífuga.

Nos vamos a referir, de una manera cualitativa, al análisis de la estabilidad del sistema hidráulico más sencillo, esto es, del conjunto bomba-impulsión simple. Sabemos que el punto de funcionamiento $P_1(Q_1, H_1)$ se encuentra en la intersección de las curvas motriz y resistente, tal como se indica en la Figura VI.9.

Supongamos que por cualquier circunstancia, y sin cambiar las curvas motriz y resistente, el caudal que proporciona la bomba pasa a ser $Q_1 + \Delta Q$. En este momento la altura proporcionada por la bomba vale $H_1 - \Delta H$ y la altura necesaria para que circule dicho caudal

es $H_1 + \Delta H$; ello quiere decir que existe un déficit de energía aportada por la bomba con respecto a la consumida por la instalación, lo cual hará que el caudal disminuya hasta alcanzar de nuevo el valor de régimen Q_1 .

En caso contrario, si el caudal pasa a ser $Q_1 - \Delta Q$, la altura proporcionada por la bomba es $H_1 + \Delta H$ y la requerida por la instalación $H_1 - \Delta H$. El exceso de energía que comunica la bomba acelera el fluido, aumentando el caudal hasta alcanzar de nuevo el valor de régimen Q_1 . Vemos pues que el punto de funcionamiento P_1 es estable.

Supongamos ahora que las curvas motriz y resistente de la instalación tienen la forma y posición de la Figura VI.10, para las cuales cabe dos puntos de funcionamiento posibles P_2 y P_3 . Si en un momento determinado la instalación se encuentra funcionando en el punto P_2 y una perturbación hace aumentar el caudal hasta $Q_2 + \Delta Q$, en este momento la altura proporcionada por la bomba será H_b y la consumida por la instalación H_a , de manera que $H_b > H_a$. El exceso de energía aportada por la bomba respecto de la utilizada por la instalación se empleará en acelerar el fluido impulsado, por lo que el caudal irá aumentando y el punto de funcionamiento desplazándose hacia la derecha, hasta alcanzar el punto P_3 de funcionamiento estable.

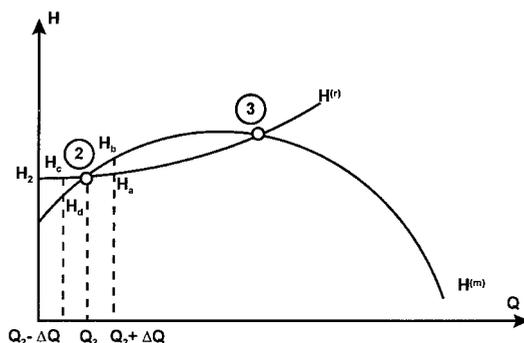


Figura VI.10. Punto de funcionamiento inestable en una bomba centrífuga.

Por contra, si la perturbación hace que el caudal impulsado sea $Q_2 - \Delta Q$, ocurrirá ahora que la altura proporcionada por la bomba vale H_c y la requerida por la instalación H_d , como $H_d > H_c$, este defecto de energía irá frenando el fluido impulsado, desplazándose el punto de funcionamiento hacia la izquierda hasta que se alcanza el punto de caudal nulo. A partir de este momento el caudal comenzará a descender por la tubería, en contra de la acción de la bomba, si no existe válvula de retención que lo impida. El punto de funcionamiento P_2 será, pues, inestable.

Un análisis más cuidadoso, que no más complejo, permite establecer que un punto de funcionamiento P_0 será estable si se verifica que a su izquierda $H^{(m)} > H^{(r)}$ y a su derecha $H^{(m)}$

$< H^{(r)}$, lo cual se cumplirá siempre que en ese punto la pendiente de la curva motriz sea inferior a la de la resistente, o sea,

$$\left(\frac{dH^{(m)}}{dQ} \right)_{P_0} \leq \left(\frac{dH^{(r)}}{dQ} \right)_{P_0} \quad (1)$$

En instalaciones hidráulicas sencillas, las curvas resistentes suelen ser ascendentes o a lo sumo horizontales, mientras que las motrices son descendentes; por ello no se suele presentar el fenómeno de inestabilidad. Sin embargo, cuando una bomba presenta una parte de su curva característica ascendente, el punto de funcionamiento puede ser inestable si las curvas motriz y resistente se cortan como en el punto P_2 anterior. Por ello, a la rama ascendente de la curva característica de una bomba se le denomina rama inestable.

Sistemas hidráulicos más complejos pueden llegar a presentar problemas de estabilidad de difícil análisis teórico.

2. Acoplamiento de Bombas.

El acoplamiento de bombas puede llevarse a cabo, bien en serie, bien en paralelo. En el primero de los casos la impulsión de una bomba constituye la aspiración de la siguiente unidad, por lo que el caudal bombeado será el mismo en todas ellas aunque las alturas creadas deberán sumarse.

Cuando acoplemos las bombas en paralelo, se aspira el fluido de un punto común, inyectándose después el caudal a la impulsión general. Por tanto, en este caso lo que se suman son los caudales, conservándose las alturas. Pasemos a describir las peculiaridades y posibilidades de utilización de cada acoplamiento.

2.1 Acoplamiento en serie.

El acoplamiento de bombas en serie puede presentar interés cuando haya que elevar un mismo caudal a distintas alturas. Tal situación resulta muy poco frecuente, por lo que en la práctica este montaje es sumamente extraño.

Sin embargo, un caso especial de acoplamiento en serie es la disposición de los rodetes en bombas multicelulares. Decimos que es especial porque pese a estar montados los rodetes en serie, como el cuerpo de bomba es único, no existe la posibilidad de seleccionar un determinado número de etapas, al haber sido éste previamente establecido y fijado.

Las bombas multicelulares encuentran su campo de aplicación cuando se desean bombear caudales a grandes alturas, como por ejemplo en el caso de bombas de pozo. De hecho, la utilización de un único rodete para estos casos nos llevaría a diámetros excesivamente grandes, con unos tamaños de bomba desproporcionados. Además, este acoplamiento nos permite elevar

el número específico de revoluciones de cada rodete con respecto al caso de utilizar bomba de un solo impulsor, lo que siempre supone una mejora del rendimiento al aumentar éste con n_q . Esto ya se explicó en la Unidad IV dedicada a la Teoría de la Semejanza.

Ello se pone de manifiesto si se evalúa el n_q de la instalación a partir de los datos globales de la misma,

$$n_q = N \frac{\sqrt{Q}}{H^{3/4}}$$

el cual debería corresponder al rodete caso de ser éste único. Sin embargo, para una bomba multicelular de n etapas que trabajase en el mismo punto de funcionamiento, cada uno de los rodetes de la misma tendría un número específico de revoluciones de

$$n'_q = N \frac{\sqrt{Q}}{(H/z_s)^{3/4}} = n_q z_s^{3/4}$$

verificándose por tanto que $n'_q > n_q$.

La curva característica del acoplamiento de bombas o rodetes en serie se obtiene sumando las alturas, para igualdad de caudales, a partir de la curva característica de cada rodete en particular. Ello se traduce en que las curvas resultantes tienen una pendiente acusada, Figura VI.11, tanto mayor cuanto más grande sea el número de rodetes acoplados.

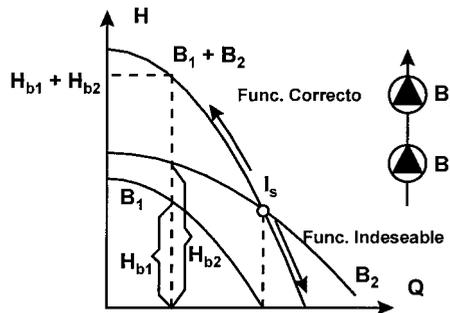


Figura VI.11. Acoplamiento en serie de bombas diferentes.

Cuando se acoplan en serie bombas diferentes se debe vigilar el punto de funcionamiento. Sea por ejemplo el caso presentado en la Figura VI.11 en el que tenemos dos bombas con curvas características B_1 y B_2 ; la característica global $B_1 + B_2$ del acoplamiento en serie tiene en cuenta la parte de alturas negativas de la curva correspondiente a la bomba menor, B_1 , en donde funciona como turbina consumiendo energía mecánica. Para evitar el funcionamiento indeseable en esta zona, el punto de funcionamiento de la asociación debe estar a la izquierda de I_s . Además, en estos casos resulta muy difícil conseguir que todas las bombas trabajen con rendimientos elevados.

Un caso particular, pero mucho más frecuente que el anterior, es el de las bombas multicelulares, donde los rodets acoplados son todos iguales. Aquí, la curva característica de un rodete y del acoplamiento de n rodets quedan indicados en la Figura VI.12, donde podemos comprobar que la problemática apuntada para bombas o rodets diferentes ahora ya no aparece.

Analíticamente, el paso de las curvas características de un impulsor a las de n impulsores iguales en serie resulta inmediato. Si para una etapa las curvas características son:

$$H = A + BQ + C Q^2; \quad \eta = EQ + F Q^2 \quad (2)$$

para n etapas iguales tendremos:

$$H = n(A + BQ + C Q^2); \quad \eta = EQ + F Q^2 \quad (3)$$

Para el caso de bombas de pozo con gran número de etapas, la elevada pendiente que tiene su curva característica ocasiona que las variaciones estacionales del nivel de agua en el mismo hagan fluctuar poco el caudal que elevan y el rendimiento de la instalación, especialmente cuando la curva resistente presenta escasa pendiente (conducción sobredimensionada). Por último indicar que la asociación en serie no se debe utilizar en inyección directa a redes de distribución de agua, ya que una variación pequeña del caudal demandado puede dar origen a una gran variación de la altura de presión proporcionada por la estación de bombeo.

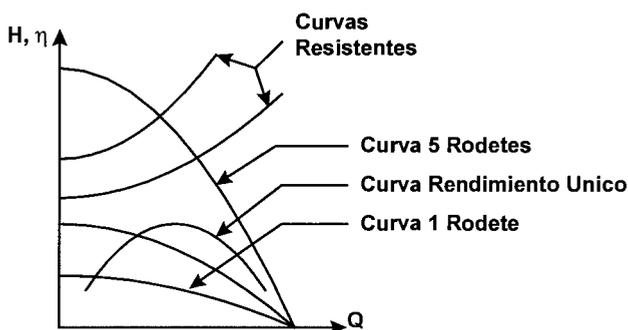


Figura VI.12. Acoplamiento en serie de rodets iguales.

2.2 Acoplamiento en paralelo.

Según ya hemos dicho, partiendo todas ellas de un mismo punto de aspiración, las impulsiones respectivas se conectan ordenadamente a una conducción general común.

El acoplamiento en paralelo está justificado en multitud de ocasiones. Por ejemplo, en un sistema de riego a la demanda o en un abastecimiento el consumo de agua fluctúa enormemente con el tiempo, si bien las condiciones funcionales de uso se mantienen. El servicio puede garantizarse mediante la progresiva entrada en funcionamiento de distintos grupos de bombeo, consiguiendo mantener el rendimiento del conjunto dentro de unos márgenes aceptables. La utilización de una sola bomba tratando de satisfacer una amplia gama de consumos sería

factible, pero a costa de trabajar con rendimientos muy bajos en determinados puntos de funcionamiento, ya que las curvas de rendimiento no son, por desgracia, planas.

Si queremos obtener la curva característica de un conjunto de bombas acopladas en paralelo, tan sólo debemos sumar caudales para una misma altura a partir de la curva de cada una de las bombas acopladas. Ello da lugar a curvas globales $Q-H$ cada vez más planas según aumenta el número de bombas acopladas, como fácilmente se deduce de la Figura VI.13.

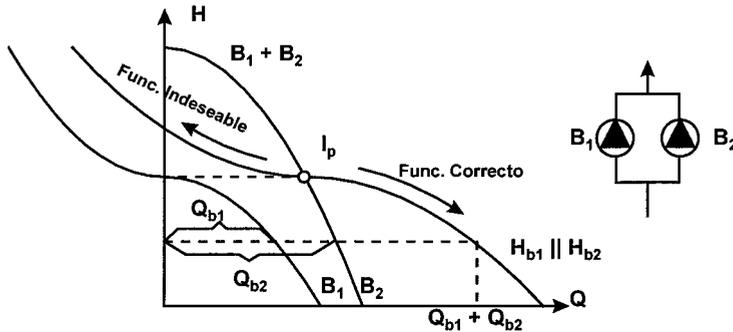


Figura VI.13. Acoplamiento de bombas en paralelo.

Sin embargo, el tratamiento analítico del problema resulta más laborioso, sobre todo cuando se acoplan bombas distintas. Y así, para las curvas características de una única bomba dadas por las expresiones (2), el acoplamiento de n de ellas en paralelo se caracterizará por las curvas resultantes:

$$H = A + B\left(\frac{Q}{n}\right) + C\left(\frac{Q}{n}\right)^2; \quad \eta = E\left(\frac{Q}{n}\right) + F\left(\frac{Q}{n}\right)^2 \quad (4)$$

Si las bombas son distintas, esto es, si tenemos:

$$H_1 = A_1 + B_1 Q_1 + C_1 Q_1^2; \quad \eta_1 = E_1 Q_1 + F_1 Q_1^2$$

$$H_2 = A_2 + B_2 Q_2 + C_2 Q_2^2; \quad \eta_2 = E_2 Q_2 + F_2 Q_2^2$$

para determinar la altura total despejaremos previamente los caudales, de manera que obtendremos:

$$Q_1 = f_1(H_1); \quad Q_2 = f_2(H_2)$$

quedando la característica conjunta como $H = H_1 = H_2$, $Q = Q_1 + Q_2$, o lo que es lo mismo,

$$Q = f_1(H) + f_2(H)$$

que es la resultante deseada.

En cuanto al rendimiento habría que calcular previamente el punto de trabajo de cada bomba, recurriendo después a sus curvas respectivas.

Se presenta, finalmente, el tratamiento gráfico de los casos más elementales de acoplamiento en paralelo, trabajando sobre una impulsión simple.

a) Las dos bombas acopladas son iguales.

Con referencia a la Figura VI.14, la curva (I) es la correspondiente a cada una de las bombas, en tanto que en (II) se han sumado en paralelo ambas. El punto de funcionamiento ha pasado de P_1 a P_2 . Obsérvese que $Q_2/2 < Q_1$; tan sólo en el supuesto de una curva resistente de pendiente nula (ausencia de pérdidas en la impulsión) se verificará la igualdad. Es decir, el caudal total es, casi siempre, inferior al doble del caudal que aporta una sola de las bombas en la misma instalación.

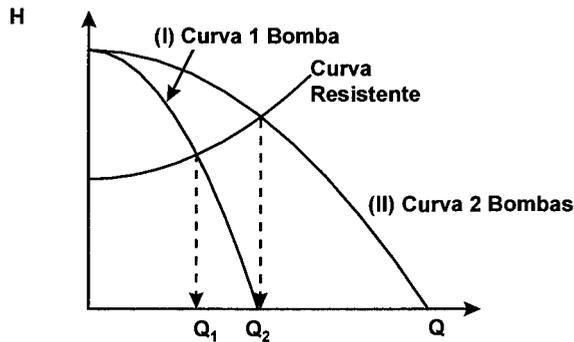


Figura VI.14. Dos bombas idénticas conectadas en paralelo.

b) Las bombas tienen característica distinta, pero la misma ordenada en el origen.

A la altura que proporciona una bomba cuando el caudal impulsado es nulo, se le conoce con el nombre de altura a válvula cerrada. En este supuesto es la misma para las dos bombas instaladas en paralelo, aun teniendo curvas distintas. El problema se resuelve del mismo modo que en el supuesto precedente.

c) Bombas con características distintas.

La diferencia con los casos precedentes estriba en que la curva resultante presenta un tramo común (el II) con la que tiene mayor altura a válvula cerrada, Figura VI.15, zona en la que bajo ningún concepto debe trabajar el conjunto. En efecto, a la bomba I le resulta imposible funcionar en dicha zona, y, consecuentemente, el acoplamiento pierde toda su significación. Es una razón adicional para que en la práctica se tienda casi siempre al acoplamiento de bombas idénticas. La zona (III) es la de funcionamiento correcto de las dos bombas acopladas en paralelo.

Insistimos en el hecho de que el análisis de potencias y rendimientos de cada una de las bombas del grupo exige el desglose del caudal total en los parciales, lo que resulta inmediato. Conocido el punto de funcionamiento P y los caudales Q_1 y Q_2 , tan sólo debemos recurrir a las curvas de potencia y rendimiento correspondientes a cada bomba. En la Figura VI.15 se ha visualizado el cálculo del rendimiento. La potencia comportaría un tratamiento análogo.

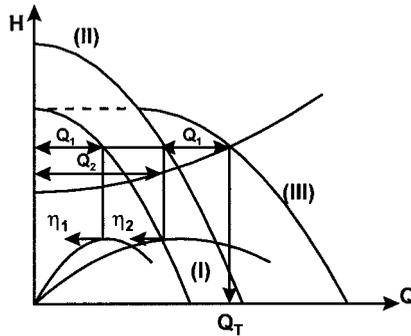


Figura VI.15. Curva característica de dos bombas distintas acopladas en paralelo.

Respecto al acoplamiento en paralelo, se deben hacer dos consideraciones interesantes:

- Al asociar bombas diferentes en paralelo se debe tener en cuenta la parte $Q < 0$ de la curva característica de la bomba de menor altura, B_1 , Figura VI.13. Interesará, por razones análogas a las vistas anteriormente, que el punto de funcionamiento del conjunto se sitúe sobre la curva característica $B_1 + B_2$ (paralelo), a la derecha de I_p . En caso contrario, B_1 funcionará como bomba freno.

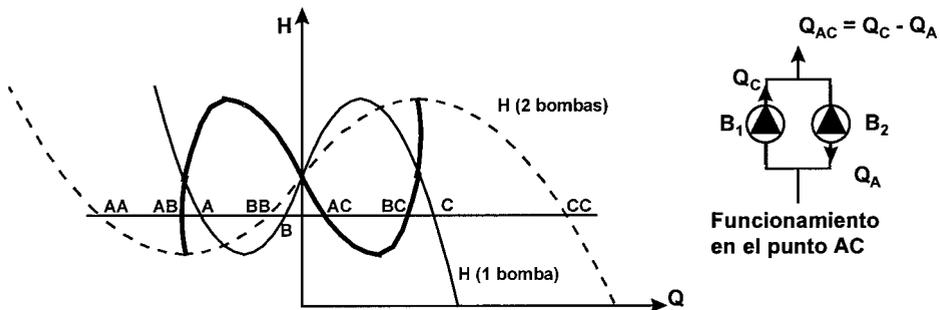


Figura VI.16. Acoplamiento en paralelo de dos bombas iguales con rama inestable en su curva característica.

- La segunda observación se debe efectuar para bombas acopladas en paralelo y con una rama inestable (de pendiente positiva) en su característica, independientemente que sean o no iguales. Supongamos en principio, y para mayor sencillez del razonamiento, que se trata de bombas iguales, Figura VI.16. Para una altura comprendida entre el máximo y el mínimo de la curva cabe tres puntos de funcionamiento distintos de cada bomba, de modo que podemos tener cada bomba trabajando en A, en B o en C (en caso de que las dos bombas estén trabajando en C no se presenta problema alguno). Según lo expuesto en este apartado, la curva teórica tendría que obtenerse duplicando los caudales del punto de trabajo para una sola bomba. En este caso obtendríamos la curva marcada en la figura en trazo discontinuo. Sin embargo, puede darse el caso de que una bomba trabaje en uno de los tres puntos antes señalados (por ejemplo el punto C) mientras que la otra trabaja en otro punto contenido en la rama inestable o incluso en la zona correspondiente a los caudales negativos si la instalación

no está dotada de válvulas de retención. En este caso, la situación será la mostrada en la figura de la derecha, donde la bomba B_2 estará actuando como bomba freno. Físicamente no puede hablarse de inestabilidad, por tratarse de un punto de funcionamiento estable, aunque indeseable. Así, según estén trabajando las bombas en uno u otro punto se obtiene una segunda curva de funcionamiento (curva en negrita) que recogería todas las combinaciones posibles de esta asociación. Si consideramos ahora una curva resistente $H^{(r)}$, existen tres puntos de funcionamiento con la resultante, 1, 2 y 3, de los cuales el 2 es inestable y el 1 es claramente indeseable. El punto de funcionamiento puede oscilar entre el 1 y el 3, bombeando el fluido y consumiendo inútilmente una buena parte de la energía. Por ello, en estos casos, la curva resistente de la instalación deberá estar por debajo de aquella que es tangente a la curva de trazo grueso, y no cortar nunca a ésta última.

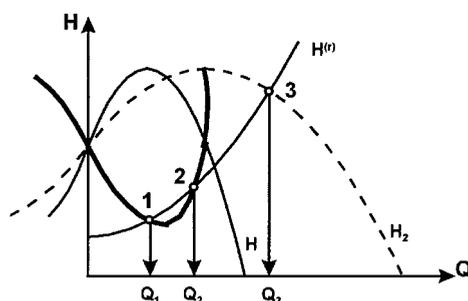


Figura VI. 17. Punto de funcionamiento de dos bombas iguales con rama inestable en una instalación.

3. Equipamientos Hidráulicos en una Estación de Bombeo.

Vamos a hacer una breve descripción de los elementos hidráulicos que se instalan en toda estación de bombeo y que de hecho no forman parte de la bomba. Los distinguiremos según se encuentren localizados antes o después de la propia bomba.

3.1 Equipamientos en la aspiración.

En general, la aspiración se realiza a partir de un depósito. En poblaciones importantes, con grandes estaciones de bombeo equipadas con bombas acopladas en paralelo, se dispone de un colector de alimentación general a partir del cual se lleva a cabo la toma de cada bomba.

Veamos la función de cada uno de los componentes a instalar:

a) Tulipa de aspiración.

Es el cono convergente con el que se inicia la tubería de aspiración cuando toma agua de un depósito. Su importancia radica en el hecho de que proporciona una alimentación uniforme a la bomba. De cualquier modo, resulta obligado disponerla cuando la velocidad en la aspiración rebasa los 0.8 m/s, debido a que la pérdida de carga menor localizada en la misma

entrada de la aspiración puede ser notable. Cubre, pues, la doble misión de disminuir pérdidas de carga y de uniformar el flujo de entrada.

La tulipa debe instalarse a una distancia mínima de las paredes del depósito (si ello es posible), al objeto de facilitar una aspiración uniforme. De ahí que adjuntemos el esquema de la Figura VI.18, que muestra las distancias mínimas recomendables.

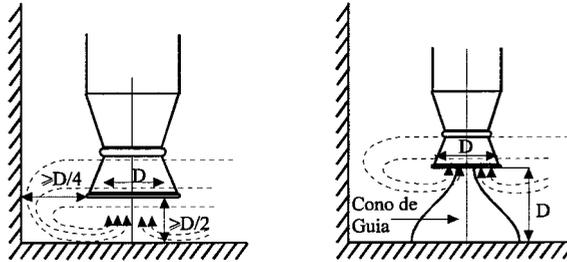


Figura VI.18. Disposición de la tulipa de aspiración.

b) Dispositivos antivórtices.

Debido a la succión creada por la bomba en la aspiración se provocan remolinos en el depósito de captación, que pueden llegar a ser muy importantes. Estos vórtices así creados perjudican notablemente el buen funcionamiento de la bomba al no tener una aspiración uniforme. En consecuencia, el rendimiento de la bomba disminuye.

La eliminación de estos vórtices es sencilla, y en general se proponen dos formas para conseguirlo:

- Construcción de unos pequeños tabiques de albañilería, con el objeto de que impidan la rotación del agua. Son más necesarios si el depósito es circular, al favorecer esta geometría la generación de vórtices.
- Instalación de una cruceta en la propia tulipa, de pequeño espesor para no originar excesivas pérdidas en ella.

c) Filtro o colador.

Se trata de un cilindro perforado, que impide el paso a la tubería de aspiración de objetos extraños que pudieran dañar el rodete de la bomba.

Es de obligada instalación en las bombas sumergidas en pozo y de rara implantación en aspiraciones directas desde el depósito. En este último caso, las arenas procedentes del pozo sedimentan en el depósito, y por las alturas mínimas de la tulipa se garantiza la no aspiración de estos sedimentos.

d) Válvula de pie.

Se trata en realidad de una válvula antirretorno instalada en la aspiración, con una doble misión a cumplir:

- Impedir el vaciado de la tubería, al objeto de no tener que cebar la bomba en el subsiguiente arranque.
- Para algunos procedimientos de cebado, retener el agua que va llenando la tubería de aspiración. De ello se tratará en el punto siguiente.

Por contra, presenta el grave inconveniente de aumentar las pérdidas de carga, y en consecuencia disminuye la $NPSH_d$ (de la cual ya se habló en la Unidad anterior), aumentando el peligro de cavitación.

e) Válvula de aspiración.

Cuando se aspira de un depósito en carga es de gran utilidad emplazar una válvula de compuerta en la tubería de aspiración, que permita el acceso a la bomba y su desmontaje sin necesidad de vaciar el depósito. En este caso carecen de sentido la válvula de pie y el sistema de cebado.

Como quiera que las maniobras de esta válvula serán circunstanciales, no es preciso motorizarla.

f) Cuestiones propias del colector de aspiración.

En el supuesto de instalar varias bombas en paralelo, disponiendo un colector de aspiración, se tendrán en cuenta una serie de consideraciones; entre ellas destacamos:

- Deberá evitarse en todo momento la generación de bolsas de aire, para lo cual la tubería tendrá toda ella una ligera pendiente ascendente, del orden del 2 por 100.
- La máxima velocidad en la tubería de aspiración será de orden de 1.2 m/s, al objeto de evitar los problemas de cavitación derivados de una pérdida de carga excesiva.
- Cuando su diámetro rebase los 600 mm es conveniente que sea visitable, disponiendo de un registro de entrada.
- Como quiera que la velocidad en la tubería de aspiración está limitada a 1.2 m/s y en la entrada de la bomba la velocidad es muy superior (del orden de 2.5 m/s), se debe acoplar una tobera entre el extremo final de la tubería de aspiración y la entrada de la bomba, bien con la forma de una tulipa, bien con la de un cono recto con apertura de 10 a 30°.

3.2 Equipamientos en la impulsión.

Unos comentarios generales relativos al tramo de impulsión son:

- A la salida de la bomba la velocidad del fluido es del orden de 3 a 7 m/s. Debido a que la velocidad en la tubería de impulsión se fija en general entre 1 y 1.5 m/s, se debe acoplar un difusor entre la salida de la bomba y el inicio de la tubería de impulsión, que generalmente será un cono recto con un ángulo de 8 a 10°.

- Respecto a las válvulas, acostumbra a disponerse una de retención y una de compuerta. La finalidad de la primera es impedir el vaciado de la tubería de impulsión, así como evitar el giro de la bomba en sentido inverso. La válvula de compuerta, en cambio, es utilizada para variar el punto de funcionamiento cuando hay necesidad de ello. Nos referiremos a esta cuestión al hablar de la regulación de bombas, donde incluso se indicará la conveniencia de motorizarla.
- Cuando hayan golpes de ariete importantes se puede equipar el tramo de impulsión con un sistema de protección para amortiguar las sobrepresiones y/o depresiones generadas. En el estudio del golpe de ariete ya veremos los equipamientos encaminados a dicha protección.

4. El Cebado de las Bombas.

Vamos a estudiar el caso particular de la puesta en marcha de una bomba centrífuga instalada en aspiración, en la cual la tubería de aspiración y el rodete se encuentran llenos de aire, Figura VI.19. Ello puede ocurrir en la primera puesta en marcha de la instalación, después de una reparación en la bomba, o bien en una parada normal en la que se ha vaciado la tubería de aspiración.

La altura suministrada por una bomba rotodinámica es independiente del fluido bombeado, si prescindimos para simplificar de la influencia que dicho fluido ejerce sobre el rendimiento hidráulico. Esta altura sólo depende, con la salvedad indicada, de la forma del rodete, de la velocidad de rotación del mismo y del caudal impulsado. En particular, un rodete centrífugo funcionando a una cierta velocidad de rotación suministra la misma altura al aire y al agua, aunque en metros de columna del fluido bombeado.

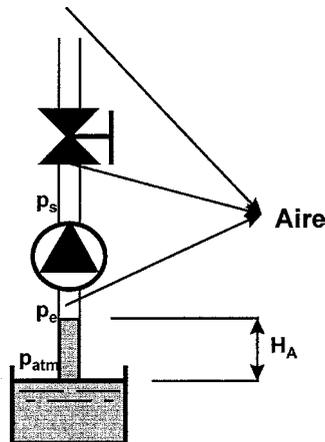


Figura VI.19. Bomba centrífuga con la tubería de aspiración llena de aire.

Al poner en marcha la bomba en las condiciones que estamos indicando, ésta funciona como un ventilador porque su rodete está lleno de aire. Vamos a aceptar el hecho de que la bomba

está dando la máxima altura que es capaz de crear, la cual corresponde generalmente a caudal nulo, H_{VC} , con objeto de determinar a qué altura subirá el agua por succión en el interior de la tubería de aspiración. La altura H_{VC} será en metros de columna de aire, que corresponderá a una diferencia de presiones entre entrada y salida de la bomba de $p_s - p_e = \gamma_{aire} H_{VC}$. Con p_e menor que la atmosférica, el agua del depósito de aspiración ascenderá por el interior de la tubería una altura H_A , de manera que $p_{atm} = p_e + \gamma_{aire} H_A$. La presión a la salida de la bomba puede ser igual a la atmosférica, si la tubería de impulsión está vacía y la válvula de regulación está abierta, o mayor que la atmosférica si la tubería está llena del agua impulsada anteriormente y las válvulas de retención y/o regulación se encuentran cerradas. Por ello $p_s > p_{atm}$, con lo que la elevación del agua en la tubería de aspiración será:

$$H_A \leq \frac{\gamma_{aire}}{\gamma_{agua}} H_{VC}$$

Adoptando los valores usuales, $\gamma_{aire} = 1.29 \text{ kg/m}^3$ y $\gamma_{agua} = 1000 \text{ kg/m}^3$, y si H_{VC} fuese, por ejemplo, 100 m, resultará $H_A \leq 12.9 \text{ cm}$. Como generalmente la altura de aspiración es de algunos metros, en estas condiciones la bomba centrífuga será incapaz de succionar agua y establecer el régimen normal de bombeo. Por ello este tipo de bombas necesitan ser cebadas, consistiendo este proceso en llenar de agua la tubería de aspiración y el cuerpo de la bomba antes de su puesta en marcha, para lo cual el aire debe poder escapar al exterior y el agua de llenado debe ser retenida en el interior de dicha tubería.

Por otra parte las bombas de desplazamiento positivo son autoaspirantes, porque la altura suministrada por las mismas puede crecer indefinidamente. Ello da origen a que la succión creada en la tubería de aspiración vaya creciendo, hasta conseguir elevar el líquido en dicha tubería una altura máxima equivalente a la presión atmosférica (del orden de 10.33 metros en el caso del agua). Como la altura de aspiración será siempre menor que este valor, las bombas de desplazamiento positivo llegan a cebarse por sí solas.

En la Figura VI.20 se presentan cinco esquemas para el cebado de una bomba centrífuga:

- *Esquema a.*- Este sistema sólo es aplicable cuando la bomba está instalada en carga, con presión a la entrada de la bomba superior a la atmosférica. Antes de su puesta en marcha se abre la válvula de aspiración para que se llene de agua el rodete de la bomba, abriendo simultáneamente la llave de purga para extraer el aire.
- *Esquema b.*- El cebado se realiza manualmente o por medio de un sistema de bombeo auxiliar, llenando de agua la tubería de aspiración y el cuerpo de la bomba a la vez que se extrae el aire por medio de un purgador o válvula de purga. Esta instalación requiere una válvula de pie.
- *Esquema c.*- En la tubería de impulsión se dispone un by-pass en paralelo con las válvulas de retención y regulación. Abriendo la válvula del by-pass con la bomba parada, el líquido

de la tubería de impulsión pasa a cebar la bomba. A la entrada de la tubería de aspiración deberá instalarse una válvula de pie. Este sistema solamente puede funcionar cuando la tubería de impulsión se encuentra llena de líquido. En caso contrario, como en la primera puesta en marcha de la instalación, se debería cebar la bomba por medio de otro sistema alternativo.

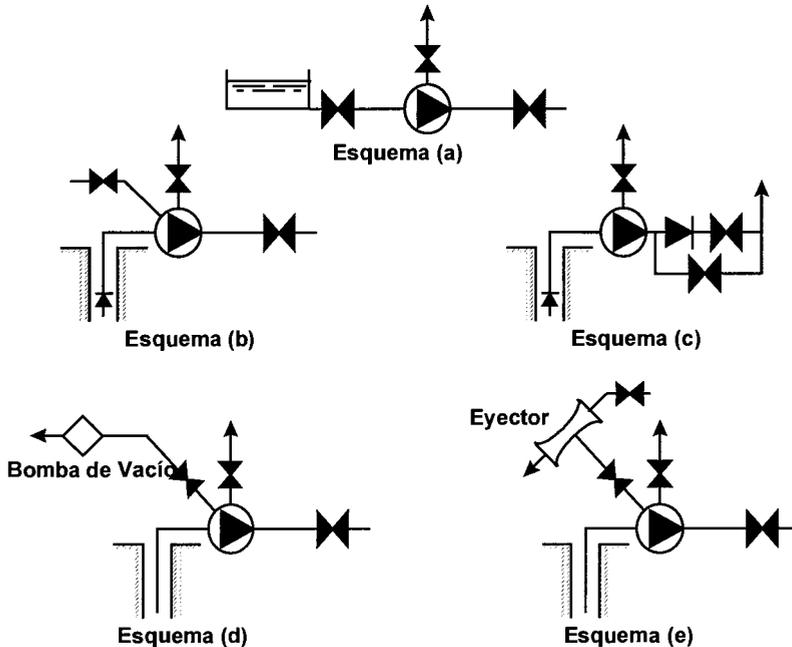


Figura VI.20. Diversos sistemas de cebado de una bomba rotodinámica.

- *Esquema d.*- El cebado se consigue por medio de una bomba de vacío, alternativa o rotativa. En este sistema no es necesaria la válvula de pie, con lo cual se reducen las pérdidas en la tubería de aspiración.
- *Esquema e.*- Cebado por medio de un eyector. Se conecta un eyector de aire o vapor, tipo Venturi, en el punto más elevado de la carcasa de la bomba. Este es el método más apropiado en caso de disponer de vapor de agua o aire a presión. Cuando por la tubería de escape del eyector sale agua, entonces se cierra la válvula de la tubería de conexión y la bomba puede ponerse en marcha. Este tipo de cebado no requiere tampoco la instalación de una válvula de pie.

Por lo que acabamos de ver, las bombas centrífugas por sí solas no son autoaspirantes. Existen, sin embargo, en el mercado bombas centrífugas de tipo autoaspirante (ver Figura VI.21), las cuales consiguen cebarse automáticamente con alturas de aspiración de hasta 7.5 metros. Estas bombas se han presentado en el tema dedicado a los Fundamentos de las Máquinas Hidráulicas, al hablar de los distintos tipos de bombas y su clasificación.

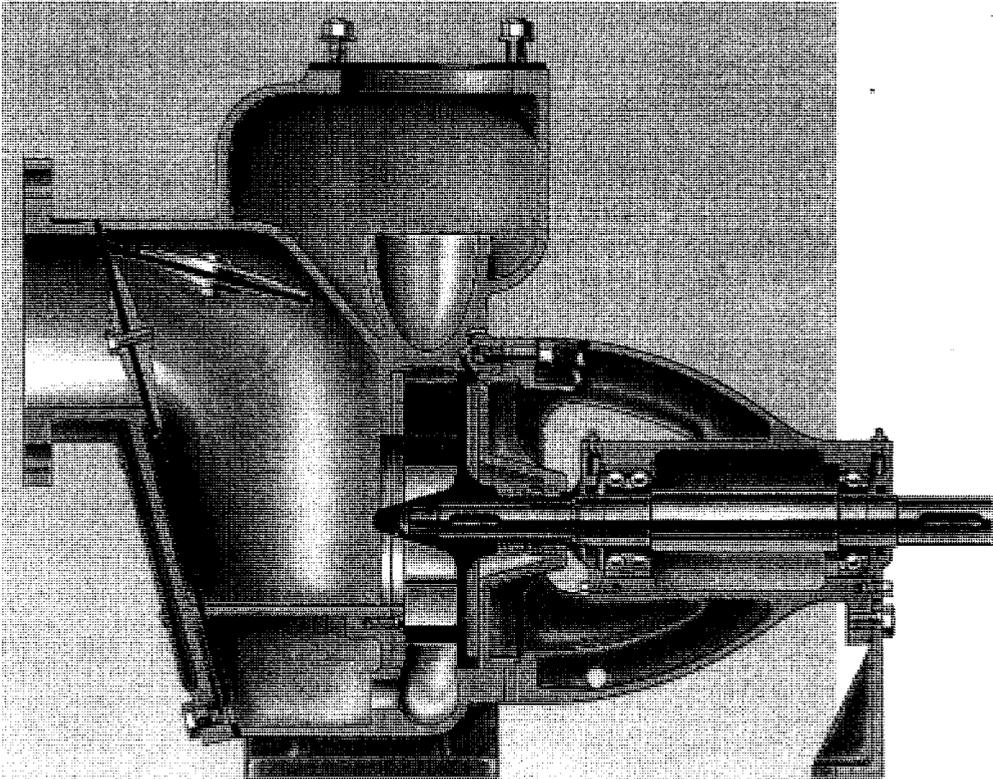


Figura VI.21. Esquema de una bomba centrífuga autoaspirante.

Por último, indicar que si se instala la bomba en carga, como es el caso de las bombas helicocentrífugas, axiales y muchas veces el de las centrífugas en las estaciones de bombeo que nos ocupan, el rodete de la bomba se encuentra permanentemente lleno de agua y el sistema de cebado no es imprescindible.

5. El Arranque de las Bombas.

5.1 Revisiones Previas a la Puesta en Marcha.

La puesta en marcha supone la transición entre la instalación y la operación normal. Es recomendable realizar las operaciones de puesta en marcha junto con el personal técnico de la casa suministradora de la bomba, a fin de familiarizarse con los equipos. Los pasos que se pueden acometer durante esta operación son:

- Siempre que sea posible, conviene leer atentamente las recomendaciones del fabricante.
- Si se desea comprobar un funcionamiento correcto, se pueden colocar provisionalmente sendos manómetros en las bridas de aspiración e impulsión.

- Si la bomba necesita un caudal mínimo para evitar funcionamientos anómalos, debe comprobarse que el circuito de recirculación está correctamente instalado.
- Comprobar las empaquetaduras o los sellos mecánicos, según los casos.
- Comprobar el ajuste de tuercas y tornillos.
- Si las bombas disponen de depósitos acumuladores, comprobar los niveles de presión en los mismos.
- Comprobar las especificaciones de lubricantes y refrigerantes, y comprobar que se hayan a los niveles recomendados.
- Girar manualmente todas las partes giratorias. Si éstas no giran libremente, averiguar la causa.
- Comprobar el suministro eléctrico y los cuadros de control.
- Arrancar durante unos segundos para averiguar el sentido de giro del rotor.
- Comprobar que todas las bombas estén cebadas y libres de aire.
- Si existen equipos de reserva, comprobar su entrada en funcionamiento ante el fallo de uno de los equipos auxiliares.
- Cuando se haya asegurado el correcto funcionamiento de todos los componentes, poner en marcha la bomba.
- Después de un tiempo de funcionamiento a prueba (por ejemplo, una hora), desmontar los equipos provisionales (como manómetros, etc.) y proceder a la operación normal.

5.2 Condiciones de Arranque de las Bombas

Vamos a analizar las condiciones de arranque de las bombas suponiendo despreciable la inercia del agua en la tubería de impulsión, al objeto de centrarnos en una serie de cuestiones prácticas interesantes sin tener en cuenta el efecto del golpe de ariete que se produciría en la puesta en marcha. Además, al estudiar el arranque de las bombas distinguiremos el caso de bombas centrífugas y bombas de hélice. Tanto en uno como en otro caso, se puede arrancar con válvula de regulación cerrada o abierta.

En el arranque de bombas centrífugas con válvula de regulación cerrada en circuito abierto, Figura VI.22, al conectar el motor eléctrico el rodete comienza a girar con velocidad creciente hasta que alcanza el valor de régimen N_0 . En todo este transitorio, y al estar la válvula cerrada, el caudal impulsado es nulo, situándose al final el punto de funcionamiento en $H = H_{VC}$, $Q = 0$.

Si a continuación se va abriendo la válvula de regulación hasta alcanzar la posición de régimen, las curvas resistentes de la instalación van siendo $H_2^{(r)}$, $H_1^{(r)}$, $H_0^{(r)}$, y los distintos puntos de funcionamiento serán P_2 , P_1 , P_0 , siendo este último el de régimen.

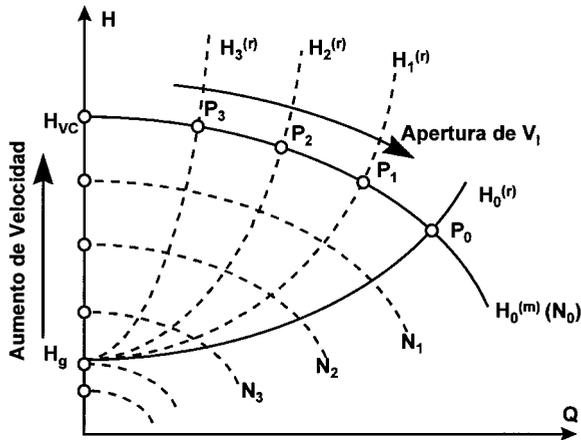


Figura VI.22. Curvas de altura en función del caudal para el arranque de bombas centrífugas con válvula de regulación cerrada.

Si se pone en marcha la bomba con válvula de regulación V_1 abierta en posición de régimen, Figura VI.23, mientras el rodete no alcance una velocidad de rotación N_{VR} tal que la altura proporcionada a caudal nulo iguale a la altura geométrica de elevación, la válvula de retención permanecerá cerrada y no se impulsará caudal. Una vez superada esta velocidad, los puntos de funcionamiento irán situándose sobre la curva resistente $H_0^{(r)}$, de manera que a velocidades N_2 , N_1 , N_0 , se obtendrán los puntos de funcionamiento P_2 , P_1 , P_0 , siendo este último el punto de régimen.

Cuando se bombea en circuito cerrado, el arranque puede ser igualmente a válvula de regulación cerrada o abierta, pero se debe tener en cuenta que la válvula de retención es innecesaria. La representación gráfica de ambos tipos de arranque sería equivalente a los ya comentados, con la salvedad de que $H_g = 0$. Por ello, en el segundo caso el líquido se pondría en movimiento desde el primer instante en que comienza a girar el rodete.

Es importante conocer la evolución del par motor y del par absorbido por la bomba a diferentes velocidades de giro, esto es, durante el arranque, según circule caudal o no a través de la impulsión mientras dure el mismo. La forma general de estas curvas par-velocidad teniendo en cuenta el deslizamiento del motor se recoge en la Figura VI.24 para el caso de bombas centrífugas, donde se distingue entre si la válvula de regulación está abierta o cerrada en el momento del arranque. La diferencia entre el par motor y el par absorbido por la bomba es el par acelerador que nos llevará al grupo a la velocidad de régimen en cada caso.

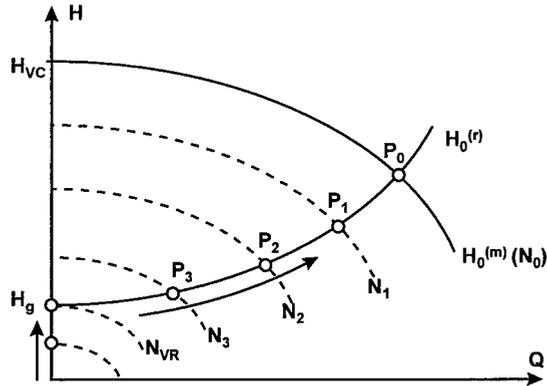


Figura VI.23. Curvas de altura en función del caudal para el arranque de bombas centrífugas con válvula de regulación abierta.

La puesta en marcha de la bomba centrífuga con válvula de regulación V_I cerrada sigue una evolución del par absorbido tal como la representada por las curvas 1 y 2 hasta el punto P_{VC} donde se igualan el par motor y resistente, con caudal nulo y con un deslizamiento pequeño del motor con respecto de la velocidad de sincronismo. Si a partir de este momento vamos abriendo la válvula V_I , el par resistente va aumentando por efecto del caudal creciente impulsado y se va situando sobre el par motor a lo largo de la curva 3 hasta alcanzar el punto de régimen P_0 . Por ello, el deslizamiento del motor va aumentando y la velocidad de rotación disminuye hasta el valor de régimen N_0 .

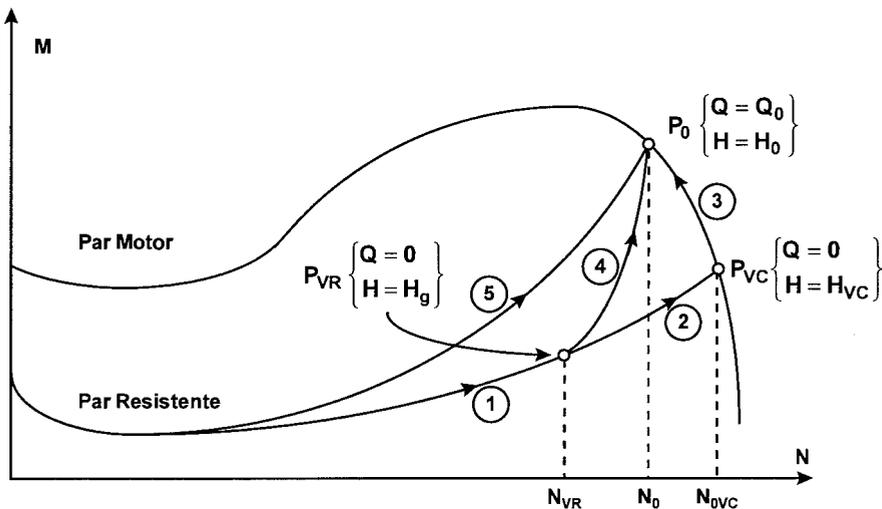


Figura VI.24. Curvas de par motor y par absorbido en función de la velocidad de rotación para el arranque de bombas centrífugas.

Para el caso de circuito abierto con válvula de retención y puesta en marcha a válvula de regulación abierta, con velocidad de rotación menor que N_{VR} la válvula de retención está

cerrada y se describe la curva de par resistente 1. Con velocidades mayores que N_{VR} la válvula de retención se ha abierto y circula líquido, con lo que la curva de par resistente es la 4 hasta alcanzar el punto de funcionamiento de régimen P_0 .

Para el caso de circuito cerrado y puesta en marcha con V_1 abierta, y si el punto de funcionamiento es el mismo que el contemplado en los dos casos anteriores, la curva de par resistente será la 5, con mayor par que en estos otros casos ya que el líquido se pone en movimiento desde el primer instante como ya se ha indicado anteriormente.

En la parte inicial de la curva de par resistente, a velocidad nula, el par de arranque es siempre mayor que cero debido a la fricción estática existente. Esta fricción estática es mayor que la dinámica, lo que explica el descenso inicial del par resistente hasta un mínimo a partir del cual ya crece el par con la velocidad.

En definitiva, para las bombas centrífugas el par absorbido a distintas velocidades del rodete, con válvula cerrada, es inferior al requerido cuando la válvula está abierta, debido al movimiento del líquido. Lo mismo ocurre con la potencia absorbida, ya que ésta se obtiene como producto del par por la velocidad de rotación. Por todo ello, y si H_{VC} no es excesivamente elevada, lo más conveniente es el arranque de bombas centrífugas a válvula cerrada.

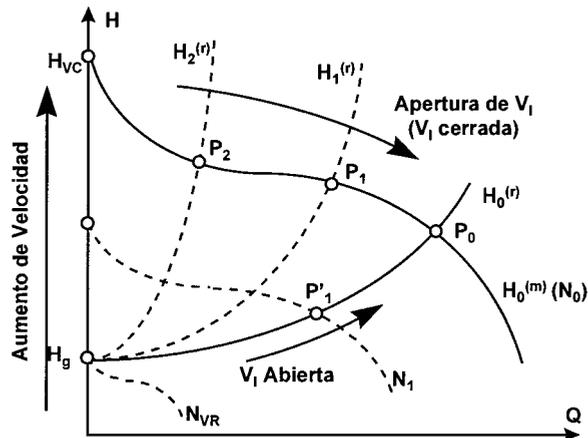


Figura VI.25. Curvas de altura en función del caudal para el arranque de bombas axiales.

En bombas axiales, el arranque con válvula cerrada o abierta da origen a una representación gráfica análoga al caso anterior, como se puede ver en la Figura VI.25 en la que no se considera el deslizamiento del motor. Sin embargo, en este tipo de bombas que suelen dar un gran caudal a pequeña altura, hay un hecho fundamental que condiciona su arranque: el par que absorben es superior, a válvula cerrada, que a válvula abierta. Ello queda de manifiesto en las curvas de par motor y par resistente indicadas en la Figura VI.26, donde podemos ver que el par absorbido en el arranque a válvula de regulación cerrada, curvas 1-2-3, es mayor que el

correspondiente a arranque con V_I abierta en circuito abierto y válvula de retención, curvas 1-4, o bien el caso de V_I abierta en circuito cerrado, curva 5. Por ello, y por la consideración de potencia absorbida durante el arranque, el método de arranque más conveniente en bombas axiales es a válvula de regulación abierta.

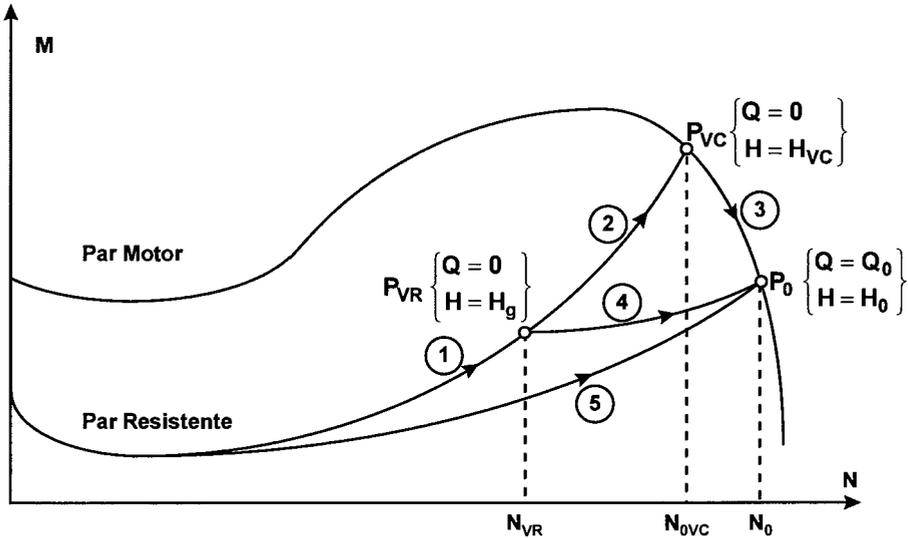


Figura VI.26. Curvas de par absorbido en función de la velocidad de rotación para el arranque de bombas axiales.

Además, puede darse el caso de que la potencia absorbida en el momento de apertura de la válvula de retención (punto P_{VR}) sea superior a la correspondiente al punto de funcionamiento de régimen (punto P_0); en este caso el motor de arrastre se debe dimensionar con arreglo a esta mayor potencia.

Con objeto de evitar las altas presiones que se pueden producir a la salida de la bomba en el arranque a válvula cerrada, o bien la alta inercia que ofrece el fluido en el arranque a válvula abierta, se puede disponer a la salida de la bomba y antes de las válvulas de regulación y retención, un by-pass con descarga al depósito de aspiración. En la Figura VI.27 queda reflejado el montaje y la evolución en el plano $Q-H$ del arranque con este tipo de dispositivo.

En el momento de la puesta en marcha, la válvula de regulación V_I permanecerá cerrada, y la válvula del by-pass V_{bp} abierta. El punto de funcionamiento evolucionará a lo largo de la curva resistente del by-pass, $H_{bp}^{(r)}$, hasta alcanzar el punto P_{bp} , descargando todo el caudal impulsado al depósito de aspiración. Si a continuación se abre la válvula de regulación, el punto de funcionamiento se desplazará sobre la curva motriz de la bomba $H_b^{(m)}$, hasta alcanzar el punto P_A que pertenece a la suma de curvas resistentes del by-pass, $H_{bp}^{(r)}$ y de la instalación de impulsión, $H^{(r)}$, puestas en paralelo. Por último, se cierra la válvula del by-pass, V_{bp} , con lo

que el punto de funcionamiento retrocede sobre la curva motriz hasta alcanzar el valor de régimen P_0 .

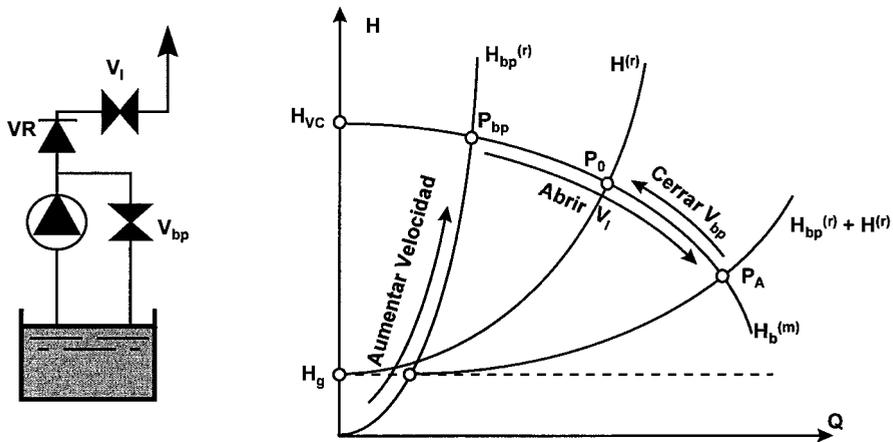


Figura VI.27. Disposición del by-pass a la salida de la bomba para el arranque con válvula de regulación cerrada.

5.3 Procedimientos de Arranque y Parada de las Bombas

En vista de todo lo comentado en el apartado anterior, para arrancar y parar las bombas rotodinámicas, el procedimiento de arranque de una bomba vendrá determinado sobre todo por la forma que adquiera la curva de potencia. Así, en el caso de las bombas radiales, la curva de potencia suele empezar desde prácticamente cero y va aumentando conforme se incrementa el caudal, hasta alcanzar el valor nominal (ver Figura VI.28). Este tipo de bombas suelen arrancarse con la válvula de impulsión cerrada, para reducir la carga del motor en el instante en que se produce el arranque.

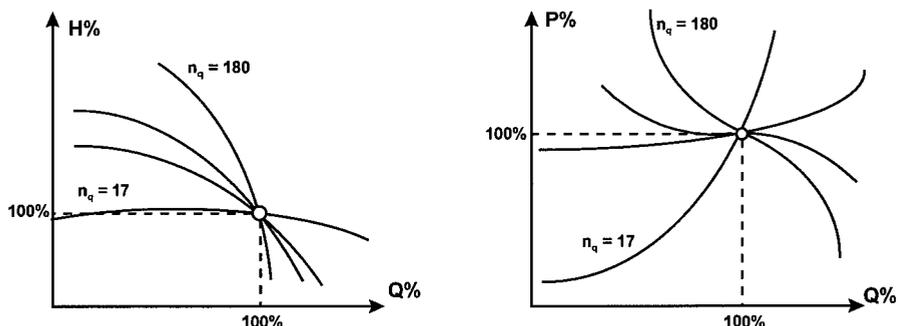


Figura VI.28. Curvas Porcentuales H-Q y P-Q para distintos tipos de bombas rotodinámicas.

En cambio, en bombas de tipo axial, la curva de potencia suele tener valores máximos a caudales bajos, de ahí que en este segundo caso, el arranque suele efectuarse con la válvula de impulsión cerrada.

Un esquema general de arranque con válvula de impulsión cerrada podría ser el que se describe a continuación:

1. Cebiar la bomba, abrir la válvula de aspiración, cerrar los purgadores, etc. como pasos previos a la puesta en marcha.
2. Abrir las válvulas de suministro de agua para refrigeración de los cojinetes y los prensaestopas, si existen y son refrigerados por agua.
3. Abrir la válvula de suministro de líquido de sellado, si las bombas disponen de ellos.
4. Abrir la válvula de recirculación (by-pass) si el arranque previsto se realiza de este modo para evitar arranques a caudal nulo.
5. Arrancar el motor.
6. Abrir lentamente la válvula de impulsión (cuanto más despacio se abra, menor será el riesgo de golpe de ariete).
7. Observar el goteo de agua a través de los prensaestopas y regular el líquido de sellado a fin de asegurar una correcta lubricación de la empaquetadura. Si ésta es nueva, conviene dejar que trabaje durante algún tiempo antes de limitar el goteo.
8. Comprobar el funcionamiento mecánico general de las bombas y los motores.
9. Si se ha utilizado esta opción, cerrar la válvula de recirculación en cuanto se alcance un caudal suficiente para evitar el sobrecalentamiento de la bomba.

En el caso de que la bomba se arranque con la válvula de impulsión abierta (en instalaciones con válvula de retención) los pasos a seguir serían exactamente los mismos, salvo que los

pasos 5 y 6 cambiarían su orden, es decir, primero abriríamos la válvula de impulsión y, a continuación, pondríamos en marcha el motor.

Para detener el funcionamiento de la bomba, los pasos a seguir serían:

1. Abrir la válvula de recirculación, si existe.
2. Cerrar la válvula de impulsión.
3. Detener el motor.
4. Cerrar las válvulas de suministro de agua para refrigeración de los cojinetes y los prensaestopas, si ha lugar.
5. Si no es necesario el líquido de sellado mientras la bomba está parada, cortar el suministro cerrando la válvula correspondiente.
6. Cerrar la válvula de aspiración, abrir las válvulas de purga, etc., en función de las necesidades particulares de cada instalación.

Si la instalación en la que estamos trabajando no permite el trabajo de la bomba contra una válvula de impulsión cerrada deberemos cambiar el orden de los pasos 2 y 3.

**ANÁLISIS FUNCIONAL DE LAS BOMBAS CENTRÍFUGAS Y
AXIALES*****LECCIÓN 20 La Regulación de las Estaciones de Bombeo.******1. Generalidades de los sistemas de inyección directa.***

En la inyección directa a red, el sistema de bombeo está constituido generalmente, por varias bombas principales idénticas, acopladas en paralelo, junto con una o dos bombas auxiliares de pequeño caudal que serán utilizadas para la alimentación de la red en horas valle, cuando la entrada en servicio de un grupo principal suponga un rendimiento excesivamente bajo. En ocasiones se instala también un depósito acumulador a presión con el fin de "suavizar" los transitorios provocados por la parada o arranque de los grupos y, en el caso de pequeños abastecimientos, mantener la presión en la red durante las horas de bajo consumo sin necesidad de tener en constante funcionamiento los grupos (en este caso el sistema funciona de manera análoga a como lo hacen los grupos hidropresores de los edificios). Actualmente se instalan también bombas de velocidad variable, normalmente en paralelo con uno o más grupos de velocidad fija, a fin de efectuar la regulación de una manera más precisa.

En el caso de alimentación de una red a través de un depósito alimentado a su vez desde una estación de bombeo (EB), el diseño de las instalaciones se plantea como un problema de optimización donde deben tenerse en cuenta:

- Horas de funcionamiento de las bombas (intentar aprovechar las horas valle de consumo eléctrico).
- Coste de implantación de la EB, dependiente del número de bombas y tamaño de las mismas.
- Coste de la conducción desde la EB hasta el depósito, dependiente del caudal a bombear.
- Coste del depósito, relacionado con el volumen del mismo, que viene condicionado por el caudal que se puede bombear desde la EB y la curva de modulación horaria de la población.

La noción de seguridad en el suministro queda garantizada si se dispone de un volumen de reserva suficiente en el depósito.

El rendimiento energético de la instalación desde el punto de vista de la EB será bueno, ya que el caudal a bombear estará perfectamente determinado, lo que facilitará enormemente la elección de unas bombas de elevado rendimiento.

Sin embargo, desde el punto de vista del sistema depósito-red el rendimiento disminuirá considerablemente, tanto más cuanto menores sean los caudales a suministrar. A menor caudal, más nos alejamos de la curva de consigna de la red, es decir, la curva que determina cuál es la presión (o altura manométrica) de inyección en cabecera para poder satisfacer una demanda de un determinado caudal con unas condiciones mínimas de presión en el punto de consumo. Esto ocurre porque, aunque el rendimiento de la máquina sea aceptable, la presión aportada al sistema es mayor que la mínima necesaria. Es decir, con menos presión (y, por tanto, menos energía) podrían cumplirse las demandas de la red.

El problema de optimización así planteado no aparece en el caso de inyección directa a red, ya que el caudal debe seguir el consumo y no existe depósito. Se pueden conseguir sin embargo rendimientos más elevados del sistema dada la capacidad de maniobra que proporciona el disponer de *altura de cabecera variable*, frente a la rigidez de un depósito. Existen varias posibilidades de regulación que son las que se presentan a continuación.

Los objetivos que persigue un sistema de regulación de alimentación directa a red desde una EB se pueden resumir en:

- Optimizar el rendimiento de la propia EB, haciendo que las bombas trabajen en zonas de elevada eficiencia.
- Funcionar siempre lo más cerca posible de la curva de consigna de la red, a fin de que el rendimiento global de la instalación sea lo más alto posible, evitando gastos energéticos innecesarios.
- Mantener una seguridad de suministro frente al caso de averías en la EB.
- Limitar al máximo las bruscas variaciones de caudal originadas por las maniobras de arranque o parada de grupos.

2. Utilización de depósitos acumuladores para la regulación.

2.1 Zona útil de las bombas.

La zona útil de la curva característica de una bomba está delimitada, generalmente, por condicionamientos de tipo económico. Cuando una bomba funciona con caudales muy separados de su valor nominal, el rendimiento alcanza valores excesivamente bajos, como se puede observar en la forma que adoptan las curvas características y de rendimiento mostradas en la Figura VI.29. Por ello, la parte útil de una curva característica $H = f(Q)$ quedará

delimitada fijando un valor mínimo del rendimiento, por debajo del cual no se estima conveniente el funcionamiento de la bomba.

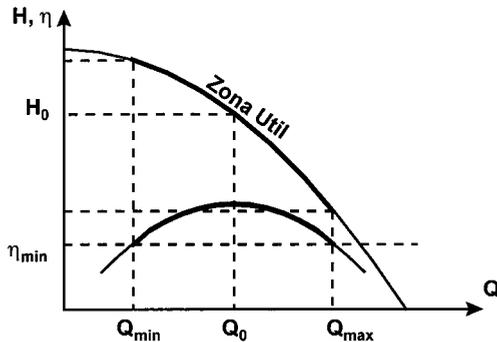


Figura VI.29. Zona útil de la característica de una bomba.

Desde el punto de vista cualitativo la forma que presentan las curvas características de las bombas se puede dividir en dos grandes grupos:

- Las que presentan un aspecto "plano", en las que una gran variación de caudal trae como consecuencia un pequeño cambio en la altura.
- Las que presentan un aspecto "vertical", observándose en ellas grandes cambios de altura con pequeñas variaciones de caudal.

Para matizar de forma cuantitativa estas definiciones vamos a considerar los valores extremos del caudal en la zona útil de la bomba. Llamando Q_{\min} al caudal mínimo y Q_{\max} al máximo de esta zona, la clasificación de una curva característica como plana o vertical se realizará cuando se cumpla:

- Característica plana, si $Q_{\min} < 1/2 Q_{\max}$
- Característica vertical, si $Q_{\min} > 1/2 Q_{\max}$

Acoplando dos bombas iguales en paralelo, si su curva característica es plana resultará que la zona útil de la característica del conjunto recubre una parte de la zona útil de cada una de las bombas, Figura VI.30. Sin embargo, cuando la curva característica es vertical, estas dos zonas útiles no se recubren, lo que puede dar problemas originados por un número excesivos de arranques y paradas de los grupos, en el caso de que el caudal demandado por los usuarios se encuentre en la zona de no recubrimiento. En cualquier caso, se observa que la distinción entre curva plana y curva vertical no sólo depende de la forma de la curva, sino del valor del rendimiento elegido. Así, si el rendimiento mínimo es pequeño, la curva se considerará curva plana. Si, por el contrario, es más cercano al rendimiento óptimo, será una curva vertical.

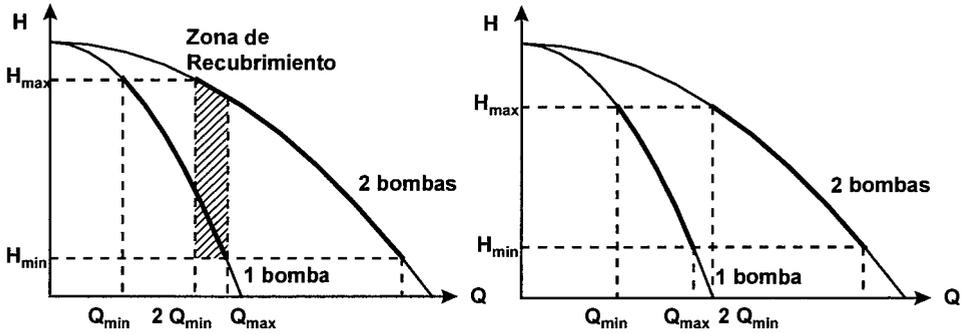


Figura VI.30. Clasificación de las curvas características.

Puede darse el caso, no obstante, que para una EB con n bombas acopladas en paralelo, no se produzca el recubrimiento para el paso de 1 a 2 bombas en paralelo, pero si en cambio para el paso de p a $p+1$ y siguientes, debido a que cada vez el intervalo de caudales correspondiente a cada combinación va aumentando desde ΔQ para 1 bomba hasta $n\Delta Q$ para n bombas. En la Figura VI.31 puede verse un ejemplo donde no existe recubrimiento en el paso de 1 a 2 bombas, pero si en el paso de 2 a 3 bombas.

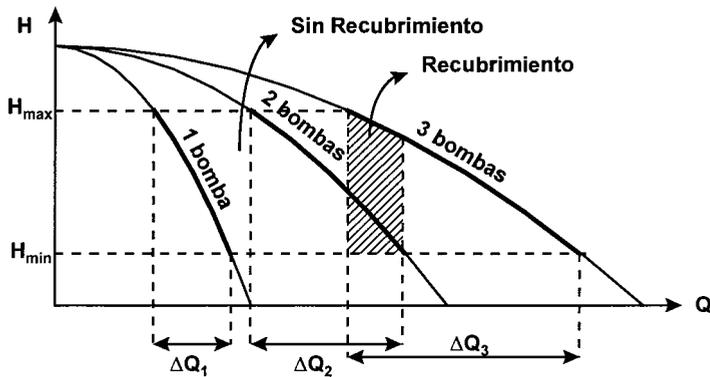


Figura VI.31. Zonas de recubrimiento en función del número de bombas.

Para evitar los problemas derivados del no recubrimiento, se hace necesario disponer de un depósito elevado o a presión a la salida de la EB, con una capacidad suficiente como para limitar estas maniobras a un número aconsejado por el fabricante.

Evidentemente, el volumen del depósito deberá ser calculado para el caso más desfavorable, para lo que habrá que estudiar todas las zonas de no recubrimiento que se puedan producir.

Al mismo tiempo, este depósito acumulador servirá para "suavizar" los transitorios hidráulicos originados por las maniobras de arranque y parada de los grupos.

2.2 Bases de cálculo de un depósito acumulador.

La función que realizan estos depósitos a presión o calderines es similar a la realizada por las torres de presión. Sin embargo, al estar presurizados no es necesario disponer de una cota elevada, pudiendo ubicarse junto a la estación de bombeo, con todas las ventajas que ello conlleva en cuanto a costes y problemas estéticos. Por otro lado, la presencia del gas va a ocasionar algunos problemas. El primero es que la presión de alimentación del sistema no resultará constante, y en consecuencia, tampoco el caudal de inyección de las bombas. Además, a causa de las leyes de comportamiento de los gases, el volumen del calderín necesario va a resultar en ocasiones bastante mayor que el de regulación o volumen útil. Finalmente, el mantenimiento de una masa de aire en el calderín conlleva una complejidad técnica adicional por problemas de dilución del aire en el agua, debiendo recurrir a la instalación de inyectores, al auxilio de un compresor, al aislamiento del aire dentro de una vejiga que a la larga termina por deteriorarse, etc. Una disposición típica de los acumuladores hidráulicos puede verse en la Figura VI.32.

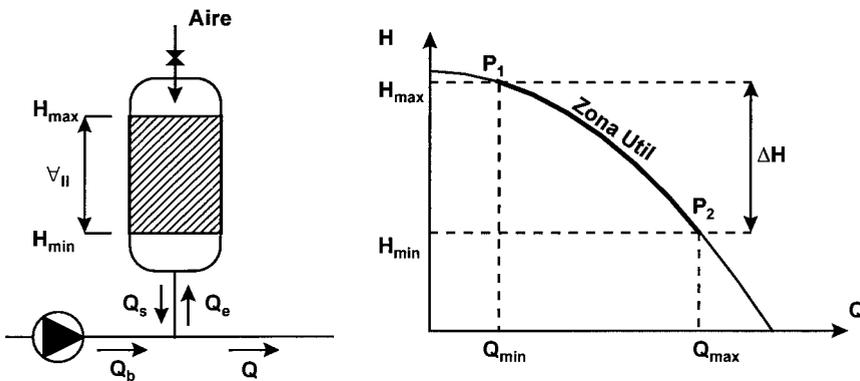


Figura VI.32. Principio de operación de un acumulador hidráulico.

Empecemos por la determinación del volumen útil. Su cálculo se basa en el hecho de que una bomba, acoplada a un motor eléctrico, no debe ser sometida a dos arranques sucesivos separados un intervalo de tiempo t , inferior a un tiempo crítico t_c . Entonces, debemos respetar la condición de $t \geq t_c$.

El tiempo entre dos arranques sucesivos, t , viene dado por:

$$t = t_b + t_p \quad (5)$$

en la cual t_b es el tiempo de bombeo, correspondiente al tiempo de llenado; y t_p es el tiempo de parada o tiempo de vaciado.

Supongamos ahora que el caudal bombeado en el intervalo de funcionamiento es constante e igual a Q_b , siendo este valor intermedio entre el correspondiente a los puntos P1 y P2 (ver Figura

VI.32). Supongamos también que el caudal suministrado por el acumulador en este intervalo, Q , es también constante. Puede entonces escribirse:

$$t_b = \frac{V_{II}}{Q_b - Q} \quad (6)$$

$$t_p = \frac{V_{II}}{Q} \quad (7)$$

diferencia $Q_b - Q$ es el caudal de llenado del acumulador.

Sustituyendo las expresiones (6) y (7) en (5), se obtiene:

$$t = V_{II} \left(\frac{1}{Q} + \frac{1}{Q_b - Q} \right) \quad (8)$$

y resolviendo:

$$t = \frac{V_{II} Q_b}{Q Q_b - Q^2} \quad (9)$$

por lo que:

$$V_{II} = \frac{t}{Q_b} (Q Q_b - Q^2) \quad (10)$$

El volumen de llenado V_{II} alcanza su máximo valor cuando $dV_{II}/dQ = 0$. Derivando se obtiene:

$$\frac{dV_{II}}{dQ} = \frac{t}{Q_b} (Q_b - 2Q)$$

Entonces la derivada será nula para $Q = Q_b/2$, esto es, cuando el caudal bombeado es doble del consumido. Si $Q < Q_b/2$ el llenado será más rápido pero el vaciado más lento y si $Q > Q_b/2$, al revés. En ambos casos la duración del ciclo t resulta superior que para $Q = Q_b/2$.

Introduciendo la igualdad anterior, $Q = Q_b/2$, en (10) obtenemos el máximo valor de volumen útil:

$$V_{II} = \frac{t}{4} Q_b \quad (11)$$

o, sustituyendo el tiempo t por el número máximo de arranques por hora, $t = 3600/N_{max}$,

$$V_{II} = \frac{900 Q_b}{N_{max}} \quad (12)$$

Para determinar el volumen total del calderín, V_{cald} , se supone que la evolución de la presión del aire en el acumulador sigue la ley isoterma de los gases perfectos:

$$p^* V = cte$$

siendo \forall el volumen ocupado por el aire, y p^* la presión del mismo en valor absoluto. A la presión mínima permitida, p_{min}^* , le corresponderá el volumen máximo de aire, \forall_{max} , y a la presión máxima, p_{max}^* , el volumen mínimo \forall_{min} , verificándose, según la expresión anterior:

$$p_{max}^* \forall_{min} = p_{min}^* \forall_{max}$$

La variación máxima del volumen de aire $\Delta \forall = \forall_{max} - \forall_{min}$ será, precisamente, el volumen de agua que puede almacenar el acumulador, esto es, su volumen útil \forall_{ll} :

$$\Delta \forall = \forall_{ll} = \forall_{max} - \forall_{min} = \forall_{max} - \frac{p_{min}^*}{p_{max}^*} \forall_{max}$$

o sea

$$\forall_{ll} = \forall_{max} \left(1 - \frac{p_{min}^*}{p_{max}^*} \right) = \forall_{max} \frac{p_{max}^* - p_{min}^*}{p_{max}^*}$$

igualando esta expresión a la (11) resulta:

$$\forall_{max} = \frac{t}{4} Q_b \frac{p_{max}^*}{p_{max}^* - p_{min}^*} \quad (13)$$

En realidad, el volumen del acumulador deberá ser algo mayor que \forall_{max} si queremos mantener una cierta reserva de agua en el momento en que se da la orden de arranque de las bombas.

Por otro lado, si se prevé que la presión pueda bajar por debajo de p_{min}^* por cualquier causa, el volumen se calculará para dicha presión, con el objeto de que no entre aire en la tubería. En otro caso, para tener en cuenta este margen de seguridad podemos tomar para \forall_{cald} el valor de \forall_{max} mayorado un cierto porcentaje, esto es:

$$\forall_{cald} = k \frac{t Q_b}{4} \frac{p_{max}^*}{p_{max}^* - p_{min}^*} = k \frac{t}{\frac{H_{max} - H_{min}}{H_{max} + H_{atm}} \frac{4}{Q_b}} \quad (14)$$

donde k es un coeficiente empírico, que suele tomarse en torno a 1.25.

La expresión anterior se conoce como **fórmula de Valibouse**. En ella, H_{max} y H_{min} representan las alturas manométricas máxima y mínima, expresadas en metros de columna de agua, y H_{atm} la altura correspondiente a la presión atmosférica, es decir, $H_{atm} \cong 10$ mca. Evidentemente, si dicha expresión corresponde a las condiciones más desfavorables, t deberá entenderse como el tiempo mínimo permitido entre dos arranques consecutivos.

Expresando la ecuación anterior en función del número máximo de arranques por hora N_{max} , y sustituyendo el caudal Q_b en litros por minuto, se tiene el volumen del calderín en litros:

$$V_{cald} = 15 k \frac{Q_b}{N_{max}} \frac{H_{max} + 10}{H_{max} - H_{min}} \quad (15)$$

La expresión anterior es la fórmula utilizada, con algunas variantes, por los distintos manuales y reglamentaciones para el cálculo del volumen necesario de un acumulador hidráulico. Como puede observarse, el volumen del calderín es proporcional al caudal punta demandado por el sistema, e inversamente proporcional al número de arranques por hora.

Respecto al primero, el volumen puede reducirse si se cuenta con n bombas trabajando en paralelo, pues en este caso, $n - 1$ bombas podrían trabajar en régimen continuo para satisfacer la demanda base reservando la última para regular las variaciones de la demanda mediante un funcionamiento intermitente como el descrito. Obviamente, el caudal Q_b a considerar en este caso será el de la bomba que funciona intermitentemente, con lo que el volumen del calderín se reduce notablemente. Por ejemplo, podrían instalarse tres bombas, de las cuales una actúa como reserva y las otras dos trabajarán en paralelo, con lo que el volumen del calderín se reduce a la mitad. Este volumen podría volver a reducirse a la mitad si se alternan los arranques y paradas de las dos bombas (el número máximo de arranques por hora sería el doble), si bien en los momentos de baja demanda en los que una de las bombas permanece parada y la otra trabaja intermitente, el número de arranques se duplicaría volviendo a la situación inicial. Solamente en el caso de que este modo de funcionamiento resultara poco frecuente, podría intentarse reducir el volumen del calderín en base a esta consideración.

En cuanto al número máximo de arranques por hora admisible en los grupos, éste está limitado por conceptos puramente mecánicos, pudiéndose tomar como valores medios los siguientes:

- para $P \leq 2,2$ Kw , $N_{max} = 15 - 20 \text{ h}^{-1}$
- para $3 \leq P \leq 13$ Kw , $N_{max} = 10 - 12 \text{ h}^{-1}$
- para $P > 13$ Kw , $N_{max} = 6 - 10 \text{ h}^{-1}$

Puesto que la presión de inyección variará desde H_{min} hasta H_{max} durante la fase de llenado, el caudal inyectado resultará también variable (ver Figura VI.32), siendo el caudal medio bombeado:

$$Q_b = \frac{\int_{H_{min}}^{H_{max}} Q_b dH}{H_{max} - H_{min}} \quad (16)$$

Suponiendo la curva característica de la bomba $H(Q_b)$ como una parábola que pasa por los puntos (H_{min}, Q_{max}) y (H_{max}, Q_{min}) , puntos P_1 y P_2 de la Figura VI.32, la expresión anterior conduce a:

$$Q_b = \frac{2 Q_{max}^2 + Q_{max} Q_{min} + Q_{min}^2}{3 (Q_{max} + Q_{min})} \quad (17)$$

siendo éste el caudal a sustituir en la expresión (15) para determinar el volumen del calderín. Además deberá preverse que el caudal Q_{\max} iguale al menos el máximo caudal de consumo, con objeto de que la instalación resulte suficiente en cualquier circunstancia.

Finalmente, hay que destacar un hecho importante asumido en la deducción de la expresión (25), y es que la cantidad de aire presente en el calderín, que pasa a ocupar el volumen V_{\max} cuando la altura manométrica disminuye a H_{\min} , se encuentra desde un principio en su interior. Ello significa que la vejiga de aire deberá haberse llenado previamente, mediante una bala de gas a presión por ejemplo, con la cantidad de aire suficiente. Dicha cantidad de aire inicial puede determinarse fácilmente controlando la presión de prellenado o presión de hinchado p_0^* . Efectivamente, según la ecuación de la evolución isoterma, la presión de hinchado deberá ser:

$$p_0^* V_{\text{cald}} = p_{\min}^* V_{\max} \rightarrow p_0^* = p_{\min}^* \frac{V_{\max}}{V_{\text{cald}}} = \frac{p_{\min}^*}{k} \quad (18)$$

Si el calderín no es del tipo de vejiga, y existe un contacto aire-agua, la cantidad de aire presente en el calderín deberá introducirse mediante el auxilio de un compresor de aire. Dicho compresor se calcula con la condición de llenar el calderín totalmente en un tiempo aproximado de una hora. Mientras dura el llenado de aire, después de conectar el calderín a la red y dejar que éste se llene de agua, la presión se mantendrá constante e igual a la presión de inyección, variando tan solo el nivel del agua en el calderín. El llenado deberá detenerse cuando se alcance el nivel correspondiente a la presión de inyección, que si es igual a p_{\max}^* , corresponderá al volumen mínimo V_{\min} .

Así pues, la fórmula (15) deducida anteriormente es válida bajo estos supuestos, es decir, calderín con vejiga o asistido por compresor.

No obstante, existen en el mercado calderines de aire desprovistos de vejiga y de compresor. En ellos, es la masa de aire presente en el interior del calderín antes de su llenado, y que quedará retenida al comenzar la operación de llenado, la que desempeña después el papel de colchón de aire para regular el llenado y vaciado del calderín. Por supuesto, en este caso el tamaño del calderín deberá ser bastante mayor. Mediante un cálculo similar al expuesto, se puede deducir el volumen de este tipo de calderines.

3. Regulación mediante válvulas motorizadas.

Uno de los métodos más clásicos para regular el punto de funcionamiento de las bombas, ya sea en estaciones de elevación, de riego o en la impulsión directa a abastecimientos, ha sido mediante la maniobra de una válvula, preferiblemente de lenteja, instalada a la salida de las bombas, bien en serie o bien en derivación. Esta solución destaca sobre las demás por su simpleza y economía, pero, a cambio, da lugar a un bajo rendimiento de la instalación debido a las caídas de presión que la válvula provoca.

No obstante, en aglomeraciones de pequeña importancia, donde el rendimiento de la instalación a corto plazo no es un problema preocupante, y sí en cambio lo puede ser la inversión a efectuar, la regulación por válvula no deja de ser una solución a considerar.

3.1 Regulación de una impulsión con válvula en serie.

Veamos, primeramente, cómo afecta la maniobra de una válvula en un circuito resistente convencional cuando ésta es instalada en serie con el sistema, es decir, entre la salida de la bomba y la tubería de impulsión, como muestra la Figura VI.33.

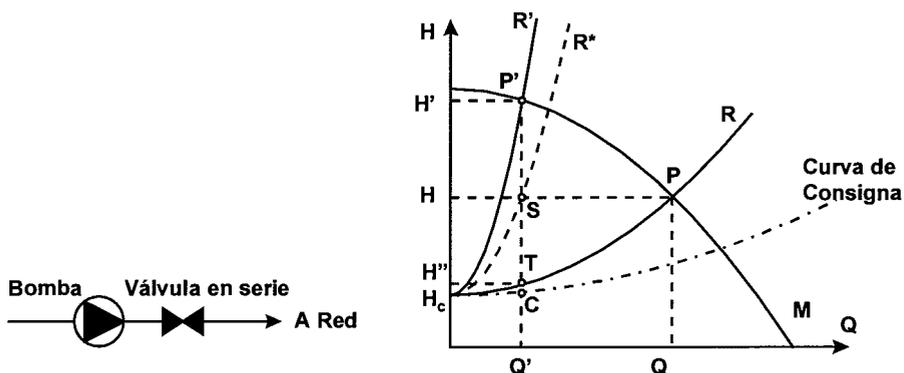


Figura VI.33. Regulación mediante una válvula motorizada intercalada a la salida de la bomba.

Admitamos por ahora que el circuito resistente es estático, presentando una curva altura-caudal fija, tal como la indicada por R en la Figura VI.33. Sea M la curva motriz y P el punto de funcionamiento, caracterizado por la altura H y el caudal Q .

Si al objeto de reducir el caudal cerramos ligeramente la válvula, la curva resistente pasará a ser R' , y el punto de funcionamiento el P' , cuyo caudal Q' es evidentemente menor. La altura H' proporcionada por las bombas pasará ahora a ser mayor; sin embargo, la altura de impulsión después de la válvula H'' (punto T) será inferior, como evidentemente corresponde a un caudal impulsado también menor. La diferencia $H' - H''$ debe interpretarse, pues, como la caída de presión en la válvula, la cual será tanto mayor cuanto más reduzcamos el caudal.

Veamos ahora qué ocurre cuando tratamos de regular mediante una válvula motorizada a la salida de la bomba una impulsión que abastece directamente a una aglomeración. Refiriéndonos de nuevo a la Figura VI.33, supongamos que en un momento dado el consumo es Q , la curva resistente de la población R, y el punto de funcionamiento P.

Si al cabo de un tiempo el consumo se reduce a Q' , es porque la población ha pasado a presentar ahora una curva resistente R' . Imaginemos que la presión H' es demasiado elevada para soportarla la red, de modo que actuamos sobre la válvula al objeto de reducirla. En un principio el cierre de la válvula provocará una elevación de la curva resistente y una disminución del caudal, como en el caso antes analizado, pero puesto que los usuarios demandan un caudal Q' ,

reaccionarán rápidamente abriendo más el paso de las tomas, operación que hará disminuir la curva resistente de la red, hasta lograr de nuevo el consumo deseado. La magnitud de esta reacción dependerá de la amplitud de la maniobra efectuada, de modo que podríamos volver a la situación inicial, con R identificando la curva de la población y R', la curva conjunta válvula + población. El caudal impulsado sería definitivamente Q' , mientras que la presión en la red adoptaría el valor H'' , ya admisible, siendo la caída en la válvula $H' - H''$.

Para poder aplicar una regulación de este tipo en una impulsión directa a un abastecimiento será necesario motorizar la válvula y automatizar su accionamiento de modo que la regulación se efectúe de forma continua.

La automatización exige detectores para indicar el comienzo de la maniobra y la duración de ésta. Un automatismo ideal sería uno que mantuviese la presión aguas abajo de la válvula en el valor de consigna prefijado para cada valor del consumo. Tal automatismo, concebible hoy en día gracias a los avances de la tecnología, deberá tener en cuenta el tiempo de reacción de los usuarios para asegurar la estabilidad de su funcionamiento. Quizá por su complejidad y otros problemas derivados de la estabilidad, tal automatismo no sea hoy aún demasiado empleado en la práctica, pero la regulación por válvula con unas consignas más simples como mantener una presión de inyección constante es, sin embargo, una realidad.

En el caso de los abastecimientos que nos ocupa, el peligro estriba en el crecimiento excesivo de la presión a bajos caudales. El cierre de la válvula viene, pues, activado por un presostato de máxima, mientras que otro de mínima se encarga de la apertura cuando la presión decae excesivamente por aumentar el consumo. En ambos casos la duración de cada maniobra es regulada por un relé de tiempo. En la Figura VI.33 se ha contemplado este modo de regulación, de manera que si H fuese la presión máxima permitida, para consumos inferiores al Q comenzaría a actuar la válvula. En particular, para el consumo Q' la curva resistente de la población pasaría a ser R^* , la del conjunto válvula + población sería R' y el punto de funcionamiento el S, en el cual la altura H se mantiene constante.

Hagamos ahora un balance energético para este modo de regulación. Refiriéndonos de nuevo a la Figura VI.33, lo que podemos afirmar, sea cual sea la consigna de control adoptada, y se haga éste manual o automático, es que en cada momento la suma de las pérdidas provocadas en la válvula, $H' - H$, más el exceso de presión en la red sobre el valor de consigna, $H - H_c$, representa una energía disipada inútilmente de la misma cuantía que hubiera resultado de no introducir ningún tipo de regulación y haber dejado evolucionar la curva resistente de la red hasta R' .

Tal pérdida es, pues, inevitable en este tipo de regulación, y lo único que se consigue accionando la válvula es evitar sobrepresiones en la red, no obteniendo a cambio ningún beneficio energético.

Por otra parte, una regulación de este tipo para caudales excesivamente débiles no es aconsejable y menos cuando las curvas motrices presentan una gran pendiente, como es el caso de las

bombas multicelulares sumergibles empleadas para elevar el agua en las perforaciones, pues la existencia de grandes pérdidas localizadas en la válvula dan lugar a vibraciones e irregularidades en el caudal que se transmiten a los grupos de bombeo, los cuales, a su vez, tampoco trabajarán en condiciones demasiado óptimas, con los inconvenientes ya citados.

3.2 Regulación mediante una válvula en derivación.

Como solución alternativa existe la posibilidad de introducir la válvula reguladora en derivación (también denominada en by-pass) a la salida, de modo que retorne parte del caudal bombeado nuevamente al depósito aspiración en función del consumo, tal como muestra el esquema de la Figura VI.34.

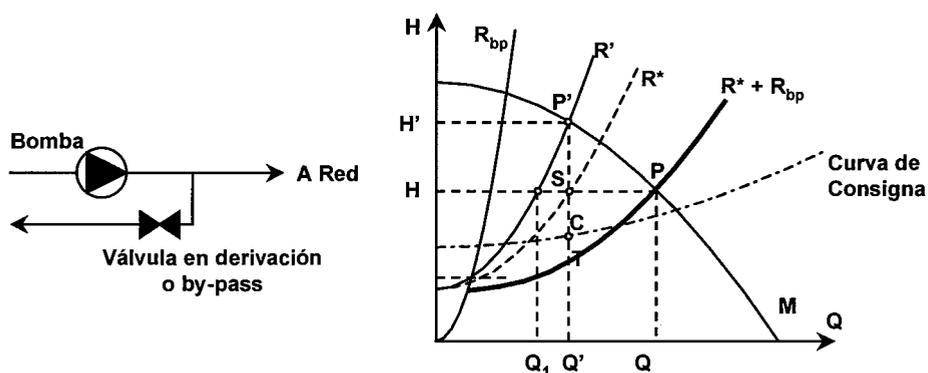


Figura VI.34. Regulación mediante válvula motorizada en derivación (o by-pass).

Supongamos nuevamente que la válvula del by-pass está tarada para mantener la presión a la salida de la bomba en el valor H , correspondiente a un consumo Q . La apertura del by-pass comenzaría, en tal caso, a consumos inferiores, de forma que el punto de funcionamiento de la bomba permanecerá aproximadamente estable en el punto P, y en consecuencia, también el caudal bombeado. El grado de apertura del by-pass, en cada momento, debe ser el necesario para derivar de nuevo al depósito de aspiración el caudal sobrante entre el bombeado y el consumido.

Así por ejemplo, sobre la Figura VI.34 se muestran las curvas resistentes de la instalación cuando el caudal consumido es Q' . La curva resistente de la población pasará a ser R^* en lugar de R' (caso de no regulación), y el punto de funcionamiento aguas abajo del by-pass, el S en lugar del P'. R_{bp} representa la curva resistente del by-pass en estas condiciones, curva que partirá del origen por estar la tubería de retorno sumergida en el depósito de aspiración (altura de elevación nula). Esta curva, por otra parte, debe ser tal que el caudal Q_1 derivado por el by-pass para una altura piezométrica H a la salida de la bomba, sea precisamente $Q_1 = Q - Q'$; en estas condiciones, la curva resultante de componer R_{bp} y R^* pasará evidentemente por el punto P. Para otro consumo diferente, R_{bp} deberá modificarse de forma que su resultante con la nueva curva resistente de la red continúe pasando por el punto P.

En la práctica, la regulación de la válvula del by-pass se efectúa de forma continua a partir de las presiones detectadas en la conducción principal. Nuevamente la regulación ideal sería aquella que permitiese seguir con la curva motriz la curva de consigna C, pero en la práctica se emplean detectores de presión máxima y mínima a la salida de la bomba, con maniobras temporizadas para tratar de mantener una H constante. En ocasiones una simple válvula de alivio, convenientemente tarada puede realizar la misma misión, actuando de un modo puramente mecánico.

Con el by-pass se evitan las fuertes caídas de presión que podrían provocarse en una válvula dispuesta en serie con el circuito, pero en cambio, se gasta inútilmente una energía en bombear un caudal Q_I a la presión H , que después es retornado al depósito. Energéticamente hablando, la solución no es mucho mejor que la anterior. Para relacionar las pérdidas en uno y otro caso deberíamos comparar a escala conveniente los segmentos P'S y PS de la Figura VI.34, pues el segmento SC, que representa una energía ahorrable invertida en incrementar innecesariamente la presión sobre el valor de consigna, es derrochado en ambas soluciones por el hecho de simplificar control. La relación P'S/PS dependerá de la pendiente de la curva motriz, de forma que para curvas de mucha pendiente la regulación mediante by-pass puede resultar más económica que la regulación por válvula en serie, y al revés para curvas muy planas. Por supuesto que estas consideraciones quedan supeditadas a la evaluación del rendimiento propio de los grupos en los puntos P y P'.

Puede concluirse que tanto este sistema de regulación como el anterior de válvulas en serie son admisibles solamente para pequeñas instalaciones donde el rendimiento energético del sistema regulador no sea excesivamente importante, en instalaciones que experimenten pequeñas variaciones de caudal, o en las que el tiempo de funcionamiento en condiciones extremas sea mínimo.

De hecho, existen en la práctica instalaciones de bombeo en perforaciones de pequeña entidad provistas de una regulación mediante válvula serie o by-pass a la salida de la perforación, que permiten inyectar el caudal directamente a red sin depósito intermedio.

4. Control de Estaciones de Bombeo con Bombas de Velocidad Fija.

La inyección directa a red hará que un cambio de caudal demandado por los usuarios provoque la modificación del punto de funcionamiento del equipo de bombeo. Con un determinado número de grupos en marcha, las variaciones del caudal demandado pueden obligar al punto de funcionamiento a salirse de la zona útil de las bombas; para evitar esta eventualidad se deberá poner en marcha un nuevo grupo o bien parar uno de los que están en funcionamiento, según sea el caso.

La puesta en marcha o parada de grupos se realizará a partir de las señales dadas por una serie de controles que detectan la presión, el caudal o bien ambos valores. De ello resultan, pues, los siguientes tipos de regulación:

- Regulación manométrica.
- Regulación caudalimétrica.
- Regulación manocaudalimétrica.

siendo las dos primeras las más utilizadas, y por ello las que comentamos a continuación con mayor detalle.

4.1 Regulación manométrica.

Las órdenes de puesta en marcha o parada de las bombas están relacionadas con los valores de presión medidos a la salida del equipo de bombeo.

Supongamos que en una estación de bombeo, con tres grupos iguales acoplados en paralelo como se indica en la Figura VI.35. En un instante determinado el caudal consumido es Q_r , valor comprendido entre los caudales máximo, $Q_{2máx}$, y mínimo, $Q_{2mín}$, de la zona útil de funcionamiento de dos grupos. En estas condiciones la altura proporcionada por las bombas será H_r .

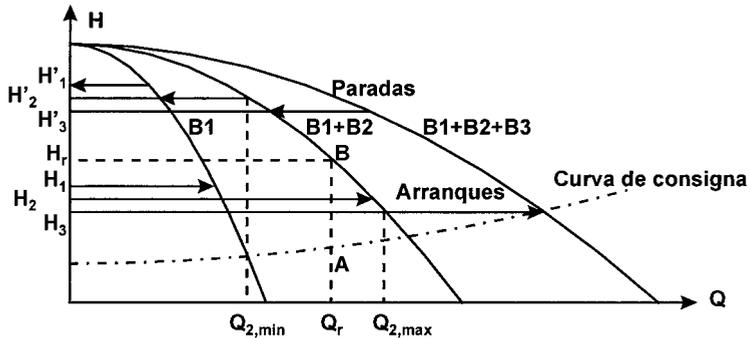


Figura VI.35. Principio de la regulación manométrica.

Si el caudal consumido aumenta hasta alcanzar el valor extremo $Q_{2máx}$ será necesario poner en marcha un nuevo grupo para evitar el funcionamiento fuera de la zona útil. Ello se conseguirá a partir de la medición de H_3 por medio de un manómetro. La parada de la tercera bomba se producirá cuando el manómetro indique el valor H'_3 . En principio, cada nivel H_i estará relacionado con cada una de las bombas, de manera que en teoría el funcionamiento de cada una de ellas depende de unos umbrales de presión diferentes.

Sin embargo, si los medidores de presión utilizados no tienen una fidelidad grande, pueden dar origen a señales contradictorias de parada y puesta en marcha de los grupos. Para evitar

este tipo de problemas, los umbrales de presión a detectar deberán estar separados entre sí un mínimo de 0.3 bar para una presión de impulsión de 5 a 10 bar.

La regulación manométrica será efectiva, por tanto, cuando se utilicen bombas con curvas características de tipo vertical, caso en el que las diferencias de presiones son apreciables. Sin embargo, en este caso las curvas no se recubren, por lo que la puesta en marcha o parada de un grupo dará origen a una discontinuidad en el caudal, por lo que será necesario disponer de un depósito a la salida del sistema de bombeo, de tal manera que acumule agua cuando el caudal supere al consumido, o bien ceda agua en caso contrario. Además, este depósito servirá para asegurar el suministro a caudales débiles, como protección antiarriete y en el pueden ubicarse los medidores de presión que comandan el arranque y parada de los grupos (que pueden transformarse en medidores de nivel de agua en el depósito, ya que esta medida está directamente relacionada con la presión y resulta más fiable).

La regulación manométrica se utiliza en estaciones con un número reducido de grupos de pequeña potencia, ya que la sobrepresión representada por el segmento AB puede ser importante, lo que conduce a rendimientos de la instalación que nunca suelen ser elevados. Ello es debido a la "verticalidad" de las curvas características.

Asimismo, dado que el rango de caudales "permitidos" cuando se utilizan curvas de característica vertical es pequeño para cada combinación de funcionamiento, en el caso de una instalación donde existan fuertes variaciones de caudal se hará necesario utilizar muchas bombas de este tipo. Ello conlleva un gran número de maniobras de arranque y parada de los equipos cuando varía el caudal, por lo que para esta clase de instalaciones no es aconsejable el uso de este tipo de bombas.

Otro problema derivado de la verticalidad de las curvas es que al el depósito a presión necesario para cubrir la zona de "no recubrimiento" tiene generalmente un volumen relativamente grande, con un coste nada despreciable.

Generalmente los valores de arranque y parada de cada una de las bombas se hacen coincidir, de manera que $H_1 = H_2 = H_3 = H_{arr}$ y $H'_1 = H'_2 = H'_3 = H_{par}$, y de esta manera se soslayan los problemas que conlleva la poca fidelidad de los captadores de presión utilizados. Un equipo electrónico ha de controlar el número de bombas en funcionamiento, qué bomba debe arrancar o parar en cada momento, etc... Para ello se acude a una temporización en la secuencia de accionamiento de las bombas (tiempo de desfase para la puesta en marcha o parada sucesiva de los grupos).

Si la presión en el conducto de impulsión desciende por debajo del valor mínimo prefijado, los grupos se ponen en marcha según el orden establecido en el programa, pero a intervalos de tiempos constantes. Si en el transcurso de un intervalo de tiempo determinado la presión sube por encima del valor máximo prefijado se anula la orden de arranque del grupo siguiente. La consigna de parada funciona de manera semejante en sentido inverso.

Según este procedimiento será suficiente medir una presión y su evolución en cada instante, a la vez que se fijan los dos valores extremos para arranque o parada de grupos.

Para mejorar el rendimiento global de la instalación (acercando más los puntos de funcionamiento de las bombas a los valores dados por la curva de consigna), se puede utilizar el procedimiento "Vogel", en el cual los valores de arranque y parada no son solamente señales de presión, sino éstas combinadas con valores dependientes del caudal. En este caso, un equipo electrónico trata la señal de presión a la salida de los grupos de bombeo junto con una señal directamente relacionada con el caudal, que debe ser medido a la salida de la EB. Esta señal se compara con las de arranque o parada (según el caso), que serán señales de tipo parabólico, suma de un valor constante más un valor dependiente del caudal que en ese momento esté circulando $K \cdot Q^2$.

De esta forma, la sobrepresión por encima del valor de consigna se reduce respecto del caso de utilizar señales de arranque o parada horizontales, tanto más cuanto menor sea el caudal demandado, aumentando el rendimiento de la instalación. El principio de funcionamiento del sistema "Vogel" se puede observar en la Figura VI.36.

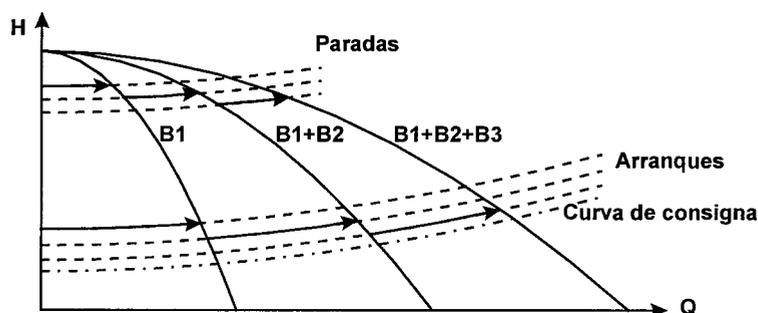


Figura VI.36. Principio de funcionamiento del sistema Vogel.

4.2 Regulación caudalimétrica.

En este tipo de regulación la puesta en marcha o parada de los grupos de bombeo se realiza en función del caudal demandado por la red.

Vamos a representar por C_n la zona útil de la curva característica de n bombas iguales acopladas en paralelo, como se indica en la Figura VI.37. Si Q_r es el caudal demandado por la red en un momento determinado, comprendido entre los caudales máximo y mínimo, $Q_{máx}^{(n)}$ y $Q_{mín}^{(n)}$ de la zona útil, la alimentación se llevará a cabo funcionando n bombas.

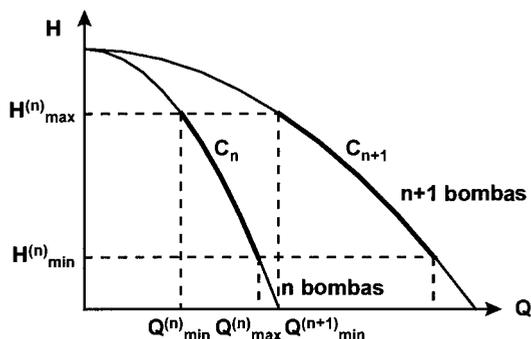


Figura VI.37. Zona útil de n acopladas en paralelo sin recubrimiento.

Cuando Q_r aumenta hasta alcanzar $Q^{(n)}_{m\acute{a}x}$, el requisito de trabajar en la zona útil obligará a poner en servicio la $(n + 1)$ -ésima bomba.

En caso de que Q_r disminuya hasta el valor $Q^{(n)}_{m\acute{i}n}$, la decisión a adoptar será parar la bomba n -ésima. En resumen, pues, podemos decir que:

$$Q^{(n)}_{m\acute{i}n} < Q_r < Q^{(n)}_{m\acute{a}x} \quad : \quad n \text{ bombas en funcionamiento.}$$

$$Q^{(n)}_{m\acute{a}x} \leq Q_r \quad : \quad n + 1 \text{ bombas en funcionamiento.}$$

$$Q_r \leq Q^{(n)}_{m\acute{i}n} \quad : \quad n - 1 \text{ bombas en funcionamiento.}$$

El control caudalimétrico requiere la utilización de bombas cuyas zonas útiles presenten recubrimiento, con el fin de no dar origen a órdenes contradictorias. Si, por ejemplo, el paso de n a $n + 1$ bombas en marcha no presenta recubrimiento (Figura VI.37) y el caudal solicitado Q_r cumple la relación:

$$Q^{(n)}_{m\acute{a}x} < Q_r < Q^{(n+1)}_{m\acute{i}n}$$

resultarían las siguientes órdenes:

$$Q^{(n)}_{m\acute{a}x} < Q_r \quad \text{puesta en marcha de la bomba } n + 1$$

$$Q_r < Q^{(n+1)}_{m\acute{i}n} \quad \text{parada de la bomba } n + 1$$

que evidentemente son contradictorias. Por ello, las bombas con características planas son idóneas para la regulación caudalimétrica.

El problema que presentan las curvas de característica vertical con regulación caudalimétrica, aparte de la imposibilidad de llevar a cabo este tipo de regulación si no existe recubrimiento, no es tanto el de discernir entre los diferentes caudales de arranque y parada como el derivado de que resulta necesario un gran número de bombas para llevar a cabo la regulación, cuando el rango de caudales a suministrar es amplio, problema que ya ha sido comentado en el anterior epígrafe.

En la Figura VI.38 se representa un esquema en el que se ha realizado una regulación caudalimétrica. Acoplada con las curvas de características planas (Bombas B1, B2, B3 y B4), aparece una bomba cuya característica es vertical (Ba). Esta bomba se instala para funcionar en horas de bajo consumo, acoplada a un depósito de aire a presión de pequeña capacidad. Para esta bomba, el comando de regulación será manométrico.

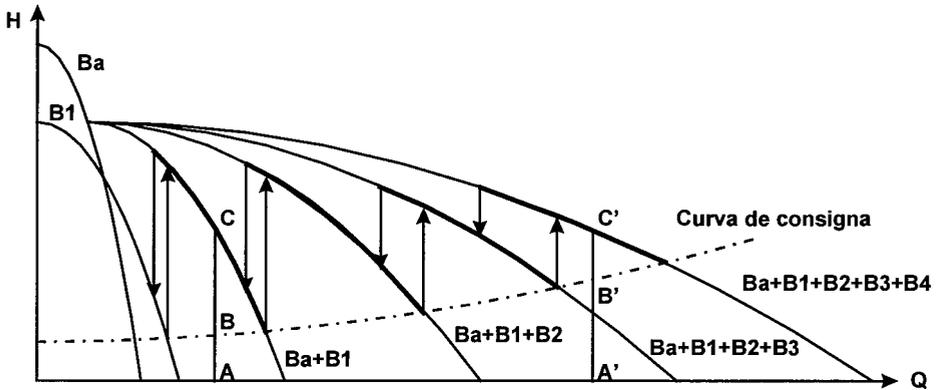


Figura VI.38. Principio de la regulación caudalimétrica.

Cuando la curva de consigna es relativamente plana y el rango de caudales a suministrar es amplio, la regulación caudalimétrica resulta ser la más conveniente utilizando a su vez bombas con curva característica plana. El número de bombas acopladas en paralelo puede aumentarse sin problemas hasta del orden de seis. No es previsible, a pesar de incrementar el número de bombas, tener un excesiva frecuencia de arranques y paradas, ya que la zona "operativa" de cada una de las combinaciones es bastante amplia.

El sistema de medida del caudal debe tener características de fidelidad y sensibilidad en todo el rango de caudales a abastecer, lo cual hace a este tipo de captadores relativamente costosos. Una solución válida consiste en instalar dos caudalímetros con rango de medidas diferentes, uno de ellos para caudales débiles y otro para valores medios y elevados.

La necesidad de mantener la red en carga a caudales nulos, o bien el abastecimiento de caudales débiles, obliga a instalar un grupo de arranque y un calderín de pequeña capacidad. La regulación de este primer grupo será de tipo manométrico.

Cabe indicar también que el rendimiento de la instalación aumenta cuando así lo hace el número de grupos en funcionamiento. Basta para ello comparar las relaciones:

$$\frac{BA}{CA} \quad \text{y} \quad \frac{B'A'}{C'A'}$$

4.3 Regulación manocaudalimétrica.

Este sistema utiliza las señales de presión y de caudal, separadamente, para gobernar la parada o puesta en marcha de las bombas. Se aplica al caso de bombas con curvas características verticales, manteniendo un rendimiento energético aceptable.

En la regulación manométrica, el mayor inconveniente que aparece es el escalonamiento de los umbrales de presión para el accionamiento de las bombas. Si estas señales no están suficientemente separadas pueden aparecer órdenes contradictorias de parada o puesta en marcha.

En la regulación manocaudalimétrica se hace funcionar las bombas entre dos niveles fijos de presión, o sea, utilizar el mismo umbral de presión para la puesta en marcha, H_{min} y para la parada, $H_{máx}$ de todas las bombas. Estos umbrales permiten decidir, pues, cuándo se debe poner en marcha una nueva bomba o parar uno de los grupos en funcionamiento; el número de bombas que deben estar funcionando en cada momento vendrá fijado por el caudal a bombear Q_r .

En resumen, el caudal determinará el número de bombas en funcionamiento, mientras que la presión es la que decide la puesta en marcha o la parada de las bombas.

5. Control de Estaciones de Bombeo con Bombas de Velocidad Variable.

La regulación del caudal inyectado en red variando la velocidad de giro de las bombas es un procedimiento mucho más racional que la utilización de grupos de velocidad fija, en los que la alimentación se regula por arranque o parada de bombas acopladas en paralelo.

El método comporta, desde la perspectiva hidráulica, ventajas fundamentales con respecto a otros tipos de regulación:

- Mínimas pérdidas hidráulicas en la impulsión, al poderse adaptar los puntos de funcionamiento a la curva de consigna.
- Mantenimiento del valor del rendimiento próximo al óptimo del grupo.
- Disminución del número de bombas necesarias para efectuar la regulación.

Ello, sin duda alguna, se va a traducir en un coste energético notablemente inferior. El inconveniente que presenta es, lógicamente, un coste de inversión en los grupos mucho mayor al haber incluido los variadores de velocidad, pero que en una instalación con un elevado número de horas de funcionamiento puede estar justificado.

Describiremos, en líneas generales, algunos de los métodos existentes para poder realizar una variación de velocidad en el motor de arrastre de la bomba. En general, los podemos clasificar en:

- a) Mecánicos (caja de cambios con engranajes, etcétera)
- b) Grupos Diesel
- c) Eléctricos

Motores de corriente continua:

- Alimentados por un generador de continua arrastrado por un motor asíncrono clásico.
- Alimentados por convertidor de tiristores.

Motores asíncronos:

- Con variación del número de polos.
- Con reostato rotórico.
- Con variación de la frecuencia de alimentación.
- Con variador estático de recuperación de energía rotórica (cascada subsíncrona).

5.1 Variadores de velocidad.

En el caso concreto de las estaciones de bombeo, por toda una serie de razones, pero fundamentalmente debido al mejor rendimiento que presentan, generalmente se utilizan los métodos eléctricos, y entre estos, los de mejores prestaciones son:

- Motor de corriente continua con convertidor de tiristores.
- Motor asíncrono con variación de la frecuencia de alimentación.
- Motor asíncrono con convertidor de cascada a tiristores para recuperación de la energía rotórica (cascada subsíncrona).

En la actualidad se ha impuesto el uso de variadores de frecuencia de alimentación por su mejor rendimiento y fiabilidad. Por otro lado este sistema puede ser acoplado a cualquier motor asíncrono, incluso los de las instalaciones que se encuentran ya en funcionamiento. Es asimismo idóneo para trabajar en ambientes duros.

De otra parte, la utilización de motores asíncronos tiene una innegable ventaja respecto del uso de motores de c.c., ya que en caso de fallo del equipo regulador de la velocidad, estos últimos quedan inutilizados, mientras que en los motores asíncronos es posible "puentear" el variador, funcionando al 100 % de la velocidad mientras dura la reparación del equipo, con lo que el servicio queda garantizado.

En esencia, los equipos variadores de frecuencia cuentan con un rectificador que transforma la señal de entrada (c.a. a 50 Hz) en corriente continua. Finalmente, un inversor se encarga de transformar esta señal en c.a. de alimentación al motor a la frecuencia deseada.

El rango de variación de frecuencias viene impuesto más por condicionantes hidráulicos que eléctricos, dado que las bombas mantienen un rendimiento aceptable mientras la velocidad se encuentra en el intervalo del 60 al 100 % de la nominal, disminuyendo considerablemente para valores inferiores.

5.2 Características de una bomba con velocidad variable.

En general, el constructor proporciona las curvas características de las bombas, $H = f(Q)$ y potencia, para las velocidades de rotación usuales de los motores asíncronos de 1450 y 2900 rpm.

Las curvas características de una bomba girando a velocidad diferente a la usual indicada en el catálogo, se pueden obtener haciendo uso de la Teoría de la Semejanza. Los puntos de funcionamiento semejantes se sitúan sobre parábolas que pasan por el origen de coordenadas; en estos puntos el rendimiento se puede suponer aproximadamente constante, por lo que las curvas de isorrendimiento son las mismas parábolas de funcionamiento semejante.

Se puede deducir, en caso de que la curva de consigna de la red sea de tipo parabólico (por ejemplo en el caso de que la EB se encuentre muy alejada de la población, con un tubería de traída de gran longitud) si la EB está bien regulada, el rendimiento energético será muy elevado y prácticamente constante en un amplio intervalo de caudales, ya que las parábolas de isorrendimiento se adaptarán a la forma de la curva de consigna.

Por el contrario, cuando la curva característica de la red es relativamente plana, se puede hacer variar el caudal proporcionado por la bomba en un amplio rango, de manera que el rendimiento adopte siempre valores aceptables. Basta para ello observar la variación de rendimientos para el intervalo de caudales entre 500 y 1000 m³/h, en una red con característica horizontal a la altura de 75 m. En ocasiones será necesario utilizar varias bombas de velocidad variable o una combinación de bombas de velocidad variable y bombas de velocidad fija para mejorar el rendimiento de la instalación, cuando el rango de caudales a cubrir sea muy amplio.

En la Figura VI.39 se puede ver la zona "operativa" de una bomba de velocidad variable, establecida entre las dos curvas características de N_{min} (por debajo de la cual la teoría de semejanza deja de tener validez, reduciéndose mucho el rendimiento) y $N_{máx}$ y las dos parábolas de isorrendimiento correspondientes al rendimiento mínimo aceptable η_{min} . En ocasiones es posible hacer girar la bomba con una velocidad ligeramente superior a la nominal N_0 ($N_{máx} > N_0$).

Si por ejemplo la consigna a mantener es un valor fijo de la presión, vemos como el rango de "caudales útiles" que es capaz de dar la bomba es variable con el valor de la presión de referencia.

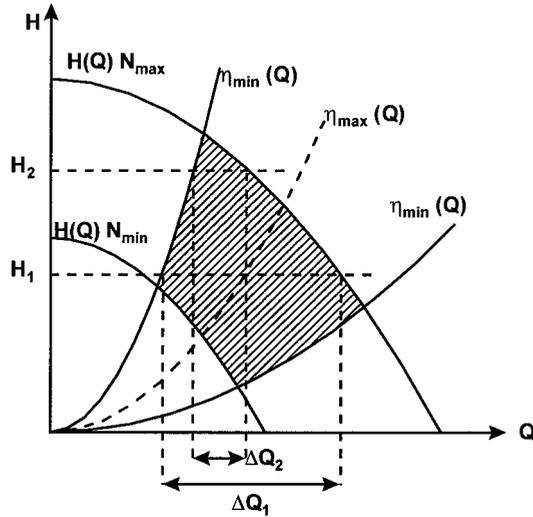


Figura VI.39. Zona útil de funcionamiento de una bomba de velocidad variable.

5.3 Modos de regulación con bombas de velocidad variable.

La regulación en sistemas con bombas de velocidad variable (BVV) se basa en la modificación "continua" de la velocidad de giro de las bombas, a fin de mantener unas consignas "hidráulicas" del sistema (por ejemplo, mantener una presión constante, seguir la curva de consigna de un abastecimiento, etc..) al contrario que en el caso de sistemas con bombas de velocidad fija (BVF), en los que la regulación es "discreta", ya que se realiza por sucesivos arranques y paradas de los grupos cuando las variables hidráulicas alcanzan determinados valores "discretos".

Así pues, el sistema de medida de presión (si se trata de mantener una presión fija) o de presión y caudal (si se trata de seguir una curva de consigna de un abastecimiento) informará constantemente al equipo electrónico de control de los valores de las variables. Este efectuará una comparación con las referencias previamente programadas (una presión fija en el primer caso y una presión para cada caudal en el segundo), modificando la velocidad de giro de las bombas en el sentido adecuado para anular la diferencia entre los valores medidos y los de referencia.

Hay situaciones en las que resulta necesario efectuar la regulación mediante más de una BVV (aparte de las BVF necesarias acopladas en paralelo) para a mantener unos niveles de rendimiento aceptables en todo el rango de caudales (sobre todo en sistemas cuya curva de consigna es plana), debido a que las BVV pueden funcionar con un rendimiento satisfactorio en una zona determinada (ver Figura VI.39).

En estos casos la regulación se puede efectuar:

- Regulación compartida: La regulación se lleva a cabo con todas las bombas de velocidad variable girando a la misma velocidad de rotación.
- Regulación escalonada: Solo se varía la velocidad de giro de una de las bombas instaladas, mientras las demás permanecen en funcionamiento a velocidad nominal o paradas sin cambiar sus características en tanto ello sea posible.

Existe otra posibilidad de funcionamiento que combina las dos anteriores. Por ejemplo, en el caso de una instalación con dos bombas de velocidad variable, la regulación a pequeños caudales corresponde a una de ellas. En el momento en que esta haya alcanzado su máxima velocidad de giro permitida, la regulación se efectúa con las dos bombas de velocidad variable funcionando a igual velocidad.

En las siguientes figuras pueden verse diferentes formas de efectuar la regulación, quedando indicadas las zonas donde el rendimiento de las bombas queda dentro del "rango" permitido. En todos los casos, la curva motriz de la instalación se puede adaptar perfectamente a la curva de consigna, modificando la velocidad de giro continuamente.

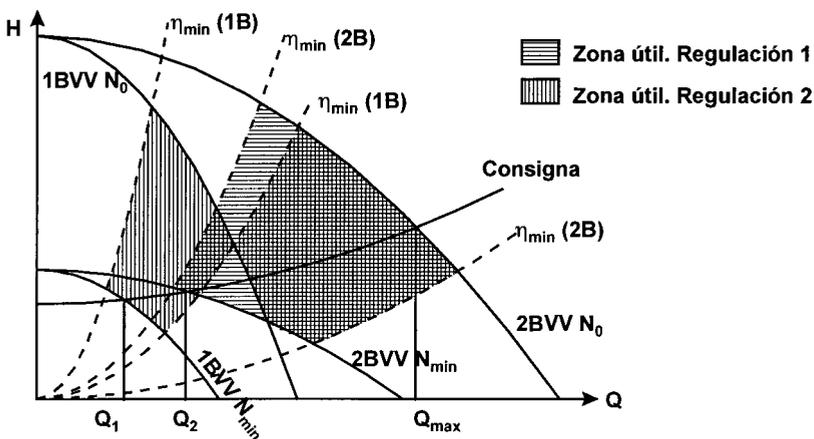


Figura VI.40. Regulación con dos BVV. Casos 1 y 2.

En la Figura VI.40 se representan dos casos:

- (1) Regulación con una BVV a pequeños caudales, y regulación con dos BVV para caudales superiores al máximo que puede suministrar una BVV funcionando a velocidad máxima.
- (2) Regulación con las dos BVV para todo el rango de caudales.

En ambos casos la zona "útil" de los grupos es "continua", de manera que pueden suministrarse todos los caudales con la presión de consigna necesaria funcionando siempre cada una de las bombas con un rendimiento aceptable. No obstante, el rendimiento de los equipos según se utilice una u otra forma de regulación variará, por lo que el resultado final (en lo que se refiere a costes energéticos) será diferente.

De la comparación de ambos casos se deduce que en el caso de bombas de iguales características, el rango de caudales que es capaz de cubrir la alternativa (1) ($Q_{m\acute{a}x} - Q_1$) es superior al de la (2) ($Q_{m\acute{a}x} - Q_2$), pues proporciona unos rendimientos aceptables a caudales menores (esto se deriva del hecho de que exista una velocidad de giro mínima recomendada). Así pues, en el caso de una red donde el caudal valle esté muy por debajo del llano o el punta, parece más aconsejable utilizar el caso (1).

En el caso de la regulación escalonada, Figura VI.41, es posible sustituir una de las BVV por una BVF igual, ya que la variación de velocidad solo es necesaria para uno de los grupos. Con ello se consigue un ahorro en el coste de la instalación, ya que sólo será necesario un variador de velocidad. Sin embargo, puede existir un aumento de costes energéticos como consecuencia de la diferencia de rendimientos, que nos decida por utilizar dos BVV.

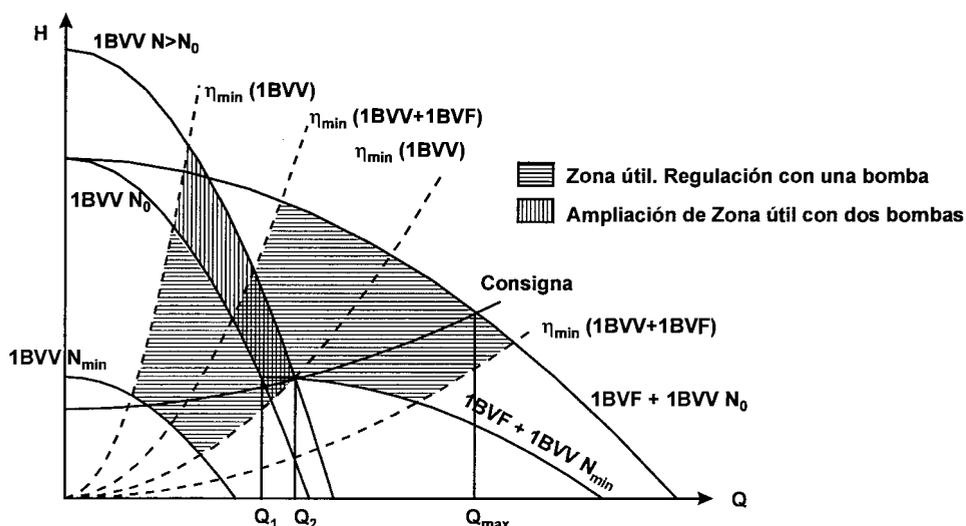


Figura VI.41. Regulación con dos BVV. Caso 4.

En la regulación escalonada, la orden de arranque de la segunda BVV (o de la BVF) vendrá dada por una señal procedente de la primera BVV, generalmente en el momento en que esta haya alcanzado la velocidad de giro nominal, si bien esta consigna puede ser diferente, en función de las zonas útiles de las bombas. En cualquier caso, la segunda BVV deberá pasar a funcionar a una velocidad inferior a la nominal en el momento en que se produzca su arranque. Ello lleva a que exista una zona (la comprendida entre los caudales Q_1 y Q_2) donde el sistema funciona fuera de los puntos de rendimiento aceptable (en este caso la BVV a velocidad nominal o la BVF sí que tiene un rendimiento aceptable, pero no la BVV que acaba de arrancar). Podemos decir que las dos zonas "útiles" (correspondientes al funcionamiento con una BVV y al funcionamiento con una BVF más una BVV) están separadas por una franja.

El rendimiento en esta zona no es aceptable, pero dado que el caudal que trasiega la bomba que está fuera de punto es pequeño, y por lo tanto la potencia que está consumiendo respecto al total de las dos bombas, probablemente los costes energéticos no se verán excesivamente afectados.

Existen varias formas de soslayar este problema, aparte de las ya comentadas como soluciones (1) y (2), haciendo que la curva de consigna se pueda cubrirse siempre con bombas funcionando en la zona útil:

- (3) Cuando la primera BVV llega al su velocidad nominal N_0 se empieza a regular con las dos BVV a la misma velocidad. Una vez se haya alcanzado el caudal Q_2 , es posible dejar funcionando una de las dos BVV a velocidad nominal y mantener la otra a velocidad variable. En este caso sería necesario que las dos bombas fueran de velocidad variable.
- (4) La alternativa representada en la Figura VI.41 corresponde al caso de funcionar con una sola BVV hasta el caudal Q_2 , si bien, claro está, a una velocidad de giro superior a la nominal (este hecho debe ser previsto a la hora de elegir la bomba y el motor de arrastre). A partir de ese caudal será posible disminuir la velocidad de giro de la primera BVV hasta la N_0 , pasando a funcionar en paralelo con la segunda BVV, pero esta a una velocidad superior a la mínima, por lo que se encontrará dentro de la zona útil.

En este último caso es posible efectuar la regulación con una BVV más una BVF, entrando esta última a funcionar para el caudal Q_2 . La regulación con las dos bombas acopladas en paralelo se dará para el rango de caudales entre Q_2 y $Q_{m\acute{a}x}$.

La máxima velocidad que deberá alcanzar la BVV (correspondiente al caudal Q_2) dependerá de la anchura de la zona comprendida entre los caudales Q_1 y Q_2 .

El problema se soluciona también instalando dos bombas diferentes, de modo que la de velocidad variable tenga un rango de funcionamiento más amplio que el de la bomba de velocidad fija.

En general se pueden establecer múltiples combinaciones entre BVV y BVF para realizar la regulación, no teniendo que ser necesariamente todas las bombas iguales. En función de las características de la misma deberán ser escogidas las bombas adecuadamente. Hay que resaltar que el proceso de elección de las bombas, y el modo de regulación de las mismas es un proceso de prueba y error.

Se deberán probar diferentes soluciones, realizando una simulación de costes energéticos a lo largo del funcionamiento de la instalación (para ello se debe realizar una hipótesis de cómo van a variar los consumos de la red con el tiempo en cada caso. Añadiendo a estos costes, los asociados al coste de los equipos, será posible determinar cual es la solución más adecuada.

Las señales que ordenarán el modo de funcionamiento de la instalación (número de bombas que en cada caso deben estar en operación) y el arranque y parada de los grupos de velocidad

fija y variable, deberán estar previamente programadas. Se pueden obtener de un estudio detallado del sistema. Generalmente se tratará de señales de caudal combinadas con señales que nos indiquen la velocidad de giro de las BVV, de manera que a cada rango de caudales le corresponderá un modo de funcionamiento.

En la Figura VI.42 aparecen las curvas características de las bombas para el abastecimiento a una población, con una curva de consigna relativamente plana, y en la que el rango de caudales a cubrir es muy amplio.

Para cubrir estas necesidades una solución posible es equipar la estación de bombeo con un cierto número de bombas iguales de velocidad fija y otras de velocidad variable, acopladas todas ellas en paralelo. El caso que se muestra corresponde a una solución con dos bombas de velocidad fija y dos de velocidad variable.

La elección de las bombas de velocidad variable, así como del rango de variación de velocidad, se realizará en base a que el suministro de caudales quede asegurado en todo instante con valores de rendimiento aceptables. Ello es posible si, como en el caso indicado en la Figura VI.42, se utilizan dos bombas iguales de velocidad variable, en este caso pudiendo funcionar separadamente. También podía haberse resuelto instalando una sola BVV pero de mayor capacidad que las fijas.

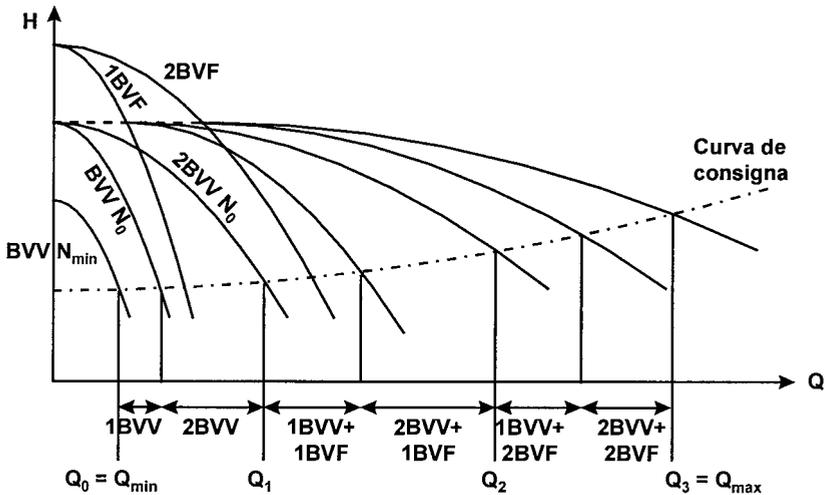


Figura VI.42. Inyección directa a red con grupos de velocidad fija y variable.

Dentro de un mismo rango de caudales (zonas $Q_0 - Q_1$, $Q_1 - Q_2$ y $Q_2 - Q_3$, con $Q_0 = Q_{min}$ y $Q_3 = Q_{max}$) la regulación corresponderá a las BVV. La velocidad de giro de las mismas deberá ser continuamente modificada para seguir en cada momento la curva de consigna. La forma de realizar la regulación dentro de cada zona será del tipo indicado en el caso (1), a fin de lograr un más amplio rango de caudales, con un rendimiento aceptable. En la figura se indica, en cada intervalo, el número de bombas en funcionamiento.

MÁQUINAS HIDRÁULICAS

VII. Flujo Transitorio en Estaciones de Bombeo



**Grupo
Mecánica
de Fluidos**

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

FLUJO TRANSITORIO EN ESTACIONES DE BOMBEO

LECCIÓN 21 Fundamentos Básicos del Flujo Transitorio.

1. Introducción.

El diseño de una conducción o de un sistema de tuberías discurre por ciertas etapas bien definidas:

- concepción inicial del proyecto
- estudios de factibilidad
- líneas generales del diseño
- diseño detallado

Las características principales del proyecto se basan en la función primaria del sistema que se pretende llevar a cabo, -abastecimiento de agua, alcantarillado, transporte de sustancias petroquímicas, etc.-, y están, en general, fuertemente condicionadas por restricciones sobre construcción y operación de tipo económico. Los timbrajes y materiales de las tuberías, así como el resto de componentes, se determinan usualmente en base a curvas de demanda que generan, de manera aproximada, situaciones estacionarias de flujos y presiones.

Durante la elaboración del diseño, no obstante, ha de tenerse en consideración la posibilidad de que se materialicen determinadas circunstancias que pueden conducir a condiciones de operación inaceptables.

Incluso en período de operación normal, los flujos a lo largo de las tuberías pueden cambiar debido a cambios en la demanda; las presiones también cambian, consecuentemente. Estos son acontecimientos sobre los que el diseñador y el operador tienen control. Sin embargo, pueden aparecer otros acontecimientos, como fallos de corriente eléctrica, que son totalmente inesperados; el diseñador debe también evaluar los riesgos que suponen tales situaciones y prever debidamente la aparición de las situaciones inaceptables que acarrear. Ejemplos de situaciones inaceptables son las siguientes:

- a) presiones demasiado altas que conducen a deformaciones permanentes y rupturas de la tubería y/o de sus componentes, daños en juntas, asientos y anclajes, goteo de la tubería provocando pérdidas, contaminación ambiental, peligro de fuego, etc.;

- b) presiones demasiado bajas que pueden causar colapso de la tubería, filtraciones hacia el interior, contaminación del líquido que conducen, peligro de incendio para ciertos líquidos si se introduce aire, ...;
- c) flujo inverso que puede producir daños a los anclajes de la bomba y a los motores, vaciado de depósitos y tanques de almacenamiento, ...;
- d) movimientos y vibraciones de la tubería que producen fatiga y fallo de soportes y conductos y peligro mecánico para equipos y estructuras adyacentes;
- e) velocidades excesivamente bajas que, especialmente en líneas de conducción de sustancias viscosas, pueden favorecer la solidificación y consecuente obstrucción.

Estas condiciones inaceptables o fallos pueden ser creados con enorme facilidad por flujos transitorios rápidamente cambiantes en el interior de una tubería.

Dos modelos, el rígido (conocido también como *Oscilación en Masa*), y el elástico (denominado *Golpe de Ariete*) permiten analizar los transitorios hidráulicos. Para el modelo rígido una perturbación se propaga instantáneamente, mientras que para el modelo elástico lo hace a velocidad finita. Dicha velocidad de propagación de las ondas de presión es lo que se conoce como la *celeridad* de las ondas de presión, que viene dada por la expresión:

$$a = \frac{\sqrt{\frac{K}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{D K}{e E}}} \quad (1)$$

Cuanto menor es la rigidez de la tubería y/o el fluido es más compresible, las partículas tardan más en ajustar sus posiciones a los cambios producidos, y la perturbación se propaga con celeridad menor.

2. Descripción del fenómeno físico del Golpe de Ariete como Transitorio Hidráulico Elástico.

Independientemente de conocer mejor o peor los aspectos más profundos, resulta imprescindible entender el comportamiento cualitativo del fenómeno físico conocido como *Golpe de Ariete*, así como de disponer de una base de análisis que permita obtener una visión general previa al análisis numérico de un problema concreto.

Consideremos una instalación simple consistente en un grupo de bombeo provisto de una válvula de retención en la descarga que alimenta a un depósito a través de una tubería horizontal, tal y como se muestra en la Figura VII.1. El transitorio sobreviene cuando por un fallo en el suministro de energía eléctrica, por ejemplo, se produce la parada del grupo de bombeo. Como se va a ver en la descripción del fenómeno, el proceso se caracteriza por una

transformación alternativa cíclica de la energía cinética que arrastra el líquido en energía elástica que almacenarán tanto el fluido como las paredes de la propia tubería.

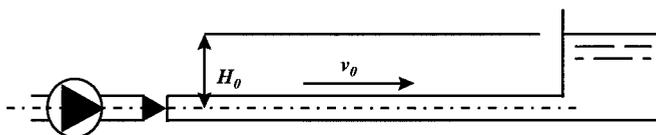


Figura VII.1. Impulsión a un depósito de nivel constante mediante una bomba.

Ya que se quiere centrar la atención exclusivamente en la descripción física del fenómeno, se admitirá que no existen pérdidas por fricción, lo que equivale a suponer un amortiguamiento nulo en la transmisión de las sucesivas perturbaciones. Asimismo se despreciará la inercia que puede tener el grupo formado por el motor y la bomba, por lo que se supondrá que la válvula de retención cierra de inmediato al producirse el fallo de energía en el suministro del motor. Tampoco la altura cinética del fluido $v_0^2/2g$ es tomada en consideración. Con estas simplificaciones la condición inicial o situación previa al acontecimiento que representa la parada del grupo de bombeo presenta una línea de alturas piezométricas horizontal, que es la correspondiente al régimen estacionario.

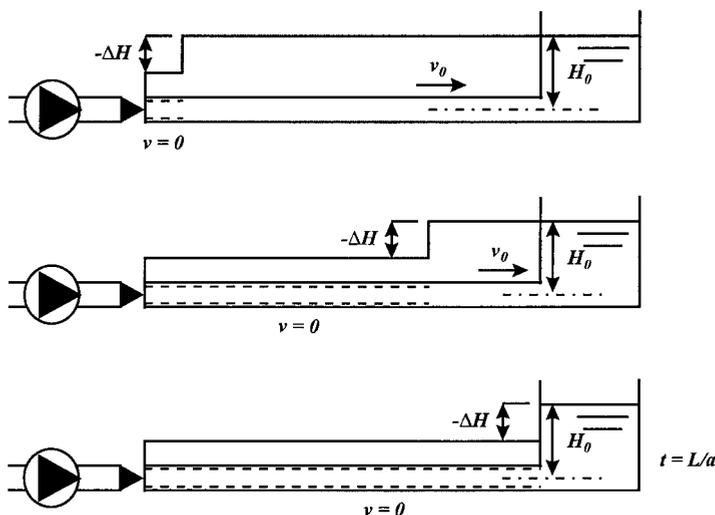


Figura VII.2. Primera etapa del transitorio. La depresión se propaga desde la bomba hacia el depósito.

Cuando se produce la parada (accidental o voluntaria) del grupo, la válvula de retención cierra, y el fluido contiguo a ella se frena (ya que no hay más fluido que lo sustituya) mientras el resto continúa en movimiento a lo largo de la tubería. Este cambio de velocidad provoca un pulso depresivo, conocido como *pulso de Joukowski*, en las inmediaciones de la válvula de retención. La onda depresiva generada viaja hacia el depósito al tiempo que se va deteniendo el fluido en la tubería. Si tal perturbación se propaga con una celeridad de valor a , al cabo de un tiempo L/a (siendo L la longitud del conducto) toda la tubería estará bajo los efectos de una

depresión y con el fluido en reposo. La energía cinética del fluido se ha transformado en un gradiente de presiones. Ha concluido la primera fase del golpe de ariete, la primera cuarta parte del ciclo. La Figura VII.2 recoge tres instantáneas de esta primera fase. La tercera imagen marca el final de esta fase y el inicio de la siguiente.

En este momento la presión constante en el interior del depósito es obviamente superior a la de la tubería (bajo los efectos de la depresión). Este desequilibrio es reparado por el depósito introduciendo fluido en la tubería que inicia un retroceso abierto hacia la válvula de retención con una velocidad, en ausencia de pérdidas, igual a $-v_0$. Ahora es el gradiente energético entre el depósito y la tubería el que se convierte en energía cinética. Con el fluido a la velocidad de régimen (aunque en sentido contrario), nuevamente se tiene la presión de partida en la tubería, de manera que al cabo de $2L/a$ segundos, toda ella está sometida a dicha presión inicial y el fluido circulando con una velocidad $-v_0$. La segunda fase se ha completado. Tres nuevas instantáneas de esta fase aparecen en la Figura VII.3. De nuevo la última presenta la situación final de esta fase, que es la inicial de la fase siguiente.

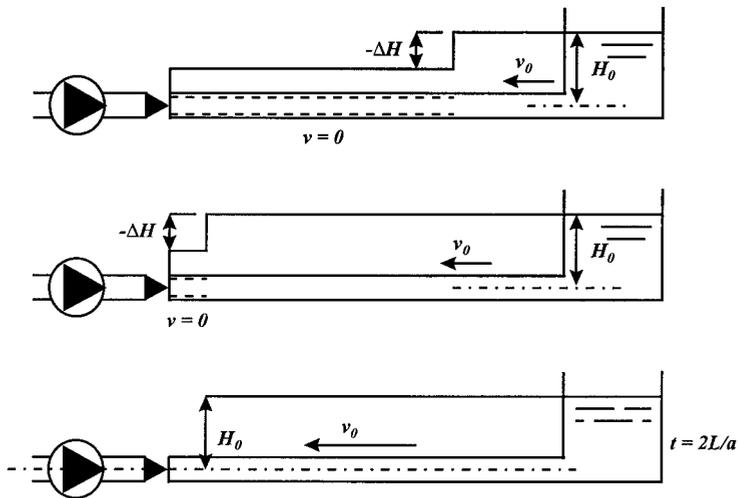


Figura VII.3. Segunda etapa del transitorio. La onda depresiva rebota en el depósito de nivel constante y regresa hacia la válvula de retención.

El inicio de la tercera fase es una consecuencia de la concentración incontrolada de líquido junto a la válvula de retención primero y poco a poco en toda la tubería, ya que el depósito, desconocedor de cuánto líquido debe reponer para compensar la depresión, sigue permitiendo el flujo hacia la tubería. El resultado es un brusco aumento de presión junto a la válvula de retención que se propaga hacia el depósito, acompañado de una detención progresiva del fluido en la tubería, de modo que transcurridos $3L/a$ segundos (final de la tercera fase), todo el fluido de la tubería está en reposo y la conducción sometida a una sobrepresión de la misma magnitud que la depresión inicial. De nuevo hay una transformación de energía cinética en

potencial. La Figura VII.4 recoge tres momentos de esta fase. El tercero marca el final de esta fase y el principio de la siguiente.

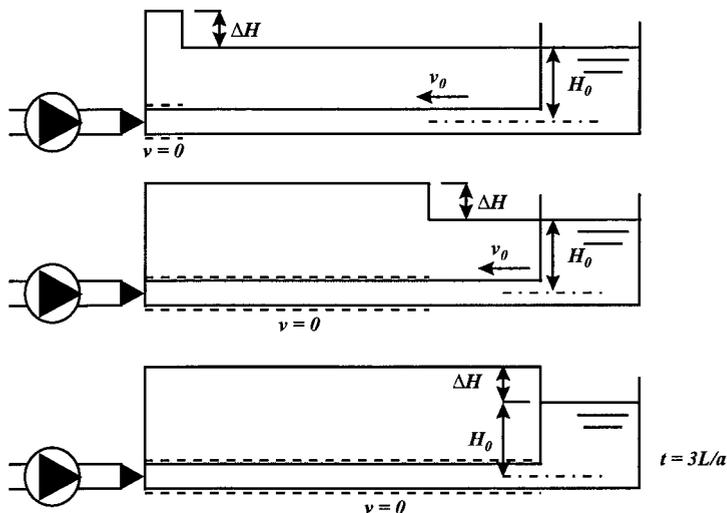


Figura VII.4. Tercera etapa del transitorio. El depósito inyecta agua en la tubería para compensar la depresión, chocando la columna de agua con la válvula de retención cerrada.

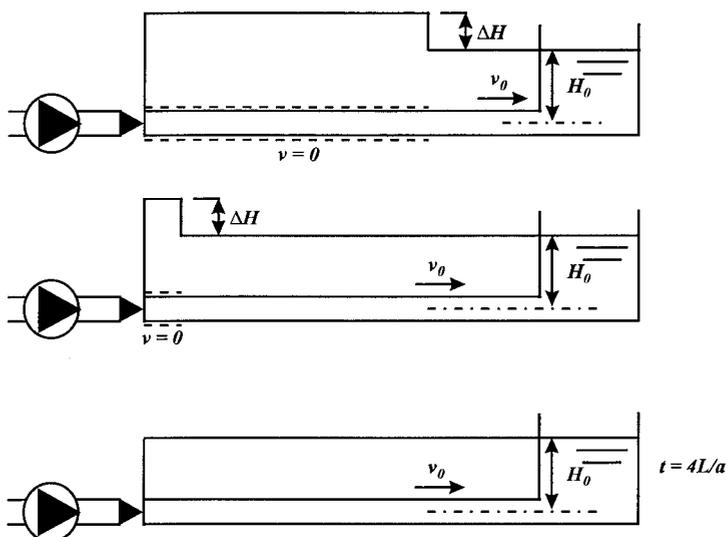


Figura VII.5. Cuarta y última etapa del transitorio.

Llegada la perturbación hasta las inmediaciones del depósito (es el inicio de la cuarta fase) existe un gradiente de presión entre tubería y depósito (mayor presión en la tubería que en el depósito), que hace que el fluido inicie de nuevo el movimiento, esta vez en la dirección

original y con la misma velocidad v_0 . Transcurridos $4L/a$ segundos, la situación es idéntica a la que se tenía en el instante inicial.

Es el final de la cuarta fase y del ciclo, y un nuevo ciclo comienza. La Figura VII.5 presenta en su parte inferior derecha tres momentos de esta fase. El último es, a su vez, la situación de partida para el nuevo ciclo y, obviamente, coincide con la Figura VII.1.

Las Figuras siguientes ayudan a clarificar la exposición precedente por cuanto muestran las variaciones temporales de la altura piezométrica al lado de la válvula de retención y en el punto medio de la tubería (Figura VII.6), y de velocidades en el punto medio de la tubería y a la entrada del depósito (Figura VII.7).

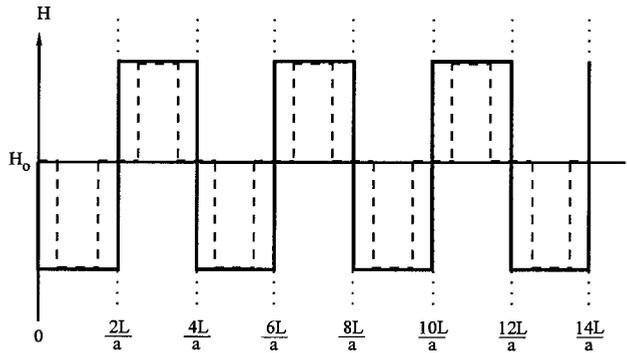


Figura VII.6. Historiales de alturas piezométricas junto a la válvula de retención (línea continua) y en el punto medio de la tubería (a trazos).

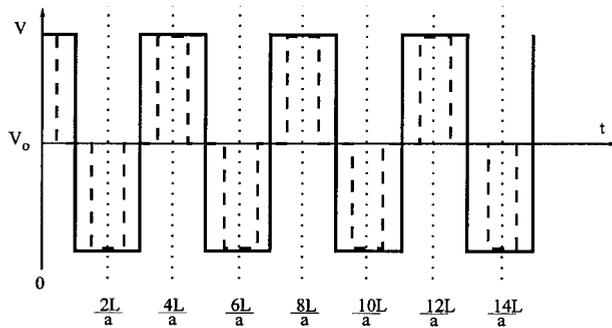


Figura VII.7. Historiales de velocidades en el punto medio de la tubería (a trazos) y a la entrada del depósito (línea continua).

También cuatro fases pueden ser claramente indentificadas en otros casos, como sucede con el cierre de una válvula aguas abajo de una conducción por gravedad alimentada por un depósito. La única diferencia estriba en que la secuencia de fotografías está desfasada en dos fases con respecto a la descrita para la parada de bomba. En efecto, al cerrar la válvula (supongamos instantáneamente) el agua de la tubería, desconocedora de tal circunstancia, se agolpa contra

la válvula cerrada provocando una sobrepresión igual al pulso de Joukowski y una detención del líquido que van siendo observadas progresivamente en puntos cada vez más próximos al depósito de cabecera hasta que toda la tubería queda presurizada en L/a . Ha concluido la primera fase. La segunda se inicia cuando el depósito trata de restaurar el desequilibrio absorbiendo agua de la tubería para despresurizarla. Así se restaura la distribución de presiones original primero en las proximidades del depósito y progresivamente hacia la válvula, aunque el líquido está ahora circulando en sentido inverso. La segunda fase ha concluido. El tiempo ahora es $2L/a$. La tercera fase empieza cuando el depósito, desconocedor de que ya ha restaurado las presiones iniciales sigue absorbiendo agua, lo que despresuriza a la tubería, primero en las proximidades de la válvula y progresivamente el resto hasta las inmediaciones del depósito. Han transcurrido $3L/a$ segundos y toda la tubería está a presión más baja que el depósito con el líquido de nuevo detenido. En la cuarta fase el depósito trata de nuevo de equilibrar la situación ahora introduciendo líquido. Así consigue restaurar la situación inicial en presiones y velocidades. Esto ocurre en $4L/a$.

En resumen, el golpe de ariete en una tubería simple (el problema es mucho más complejo cuando aparecen ramificaciones), es un fenómeno cíclico de **período $4L/a$** que se inicia con la fase depresiva para la instalación de la Figura VII.1 (sobrepresiva para el cierre de válvula), continuando seguidamente con sobrepresiones y depresiones alternativas. En la realidad, debido al rozamiento, las fluctuaciones presentadas en las Figuras anteriores, no son rectangulares, sino curvas más suaves que se amortiguan en el tiempo.

Además de este efecto amortiguador, la fricción tiene otro efecto conocido como "empaquetamiento de ondas" que describimos a continuación.

El efecto de empaquetamiento de ondas es tanto más importante cuanto mayores son las pérdidas. En efecto, en casos de pérdidas importantes la altura en la descarga de la bomba es bastante mayor que en el depósito aguas abajo. Esta es una situación de desequilibrio existente solamente por estar la bomba en funcionamiento. Sin embargo, con la parada, conforme el flujo se va deteniendo, las pérdidas en la tubería se van reduciendo y la altura en el depósito crece con respecto a la de la descarga de la bomba. Cada vez que una porción de fluido, entre la válvula de retención de la bomba y el depósito aguas abajo, va siendo detenida al paso de la onda negativa inicial, se genera otra onda negativa secundaria, de magnitud igual a las pérdidas recuperadas, que se transmite hacia la válvula de retención y se "empaqueta" (se acumula) sobre la altura actual en la válvula. El efecto total se observa en la válvula en $2L/a$, y supone una disminución de altura, por debajo del pulso de Joukowski, equivalente a las pérdidas en régimen. Cuando el flujo se invierte, se observa el efecto opuesto en la válvula ya que las pérdidas han sido reestablecidas con tal inversión. Estos efectos han sido amplificados en la Figura VII.8. En ciertos casos, como sucede con los oleoductos de gran longitud, estos efectos pueden representar un porcentaje del aumento de presión por cierre de válvula mucho mayor que el pulso de Joukowski.

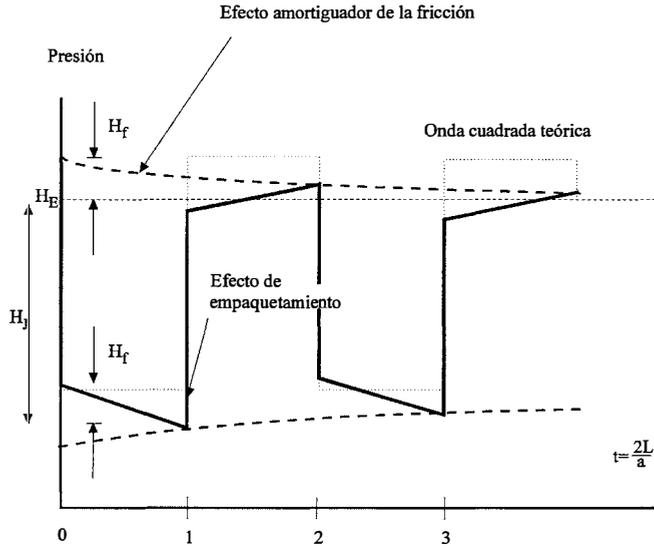


Figura VII.8. Efecto de empaquetamiento de ondas.

3. Ecuaciones Básicas del Flujo Transitorio.

Cuando se analiza un transitorio, admitida la unidimensionalidad del flujo, se pretende obtener el detalle de la solución a través del pleno conocimiento de las funciones:

$$\begin{aligned} p &= p(x, t) \\ v &= v(x, t) \end{aligned} \quad (2)$$

esto es, de los valores de la presión y de la velocidad a lo largo del espacio y del tiempo, a partir del instante en que se genera la perturbación que hace abandonar el estado estacionario.

Las funciones $p(x, t)$ y $v(x, t)$ resultan ser la solución de un problema diferencial mixto en el que los ingredientes son:

- Las ecuaciones en derivadas parciales que rigen el fenómeno y que se obtienen al aplicar sendos balances de masa y fuerza a un elemento de volumen diferencial;
- La condición inicial que señala el punto de partida para la evolución del transitorio; y
- Las condiciones de contorno que describen el comportamiento de los elementos activos que provocan y/o modifican las perturbaciones.

En este apartado se presentan las ecuaciones diferenciales que gobiernan el fenómeno. En primer lugar, la ecuación de continuidad aplicada a un volumen de control diferencial básicamente plantea que el flujo de masa entrante en el volumen de control más la variación temporal de masa encerrada en el mismo es igual a cero. Tras una serie de consideraciones,

esto da lugar a la primera de las ecuaciones que rigen el flujo transitorio, la *ecuación de continuidad*:

$$\frac{g}{a^2} \frac{dH}{dt} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{g}{a^2} v \operatorname{sen} \theta = 0 \quad (3)$$

Planteando un balance de fuerzas en el mismo volumen de control diferencial, nos quedará la segunda de las ecuaciones, la *ecuación de conservación de la cantidad de movimiento*:

$$\frac{dV}{dt} + f \frac{v|v|}{2D} + g \frac{\partial H}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

La deducción completa de estas ecuaciones es objeto de estudio en cursos anteriores de “*Mecánica de Fluidos*”.

4. Análisis de los Transitorios mediante el Modelo Elástico.

La simplificación que el modelo rígido proporciona es altamente interesante siempre, claro está, que la idealización que supone no lleve a cometer errores de importancia. No obstante, hay transitorios hidráulicos para los que la condiciones de aplicabilidad del modelo rígido no se dan en absoluto. Estos transitorios deben ser necesariamente analizados mediante el modelo elástico.

Partiendo de la condición inicial correspondiente, el análisis de un transitorio mediante el modelo elástico se lleva a cabo resolviendo el sistema formado por las ecuaciones (3) y (4) junto con las condiciones de contorno adecuadas. Recuérdese ahora que para el modelo elástico la línea de alturas piezométricas no es siempre recta y la velocidad no es la misma en todos los puntos de una tubería de características uniformes. Consecuentemente, el objetivo del problema ahora es la determinación de las alturas y de las velocidades (o los caudales) en los puntos de interés (quizá todos) durante el transcurso del tiempo.

El planteamiento general del problema en una tubería simple que se extiende desde $x = 0$ hasta $x = L$ es, pues, utilizando caudal en vez de velocidad:

Determinar $H(x,t)$, y $Q(x,t)$ para $0 \leq x \leq L$, $t > 0$ a partir de

a) la condición inicial dada por

$$H(x,0), Q(x,0) \quad 0 \leq x \leq L \quad (5)$$

b) las ecuaciones del modelo elástico (3) y (4)

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{gA} \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + gA \frac{\partial H}{\partial x} + f \frac{Q|Q|}{2DA} = 0$$

c) las condiciones de contorno

$$f_1(t, H_0, Q_0) = 0, \quad f_2(t, H_L, Q_L) = 0 \quad (7)$$

donde f_1 y f_2 representan las relaciones que expresan las condiciones de contorno en los extremos 0 y L .

No existe expresión alguna que proporcione la solución de este sistema hiperbólico y casilineal en forma cerrada. En ciertos casos particulares en los que puede justificarse la omisión de ciertos términos, el sistema puede ser simplificado y reducido a expresiones que pueden ser integradas de forma cerrada y mediante mecanismos gráficos. Por ejemplo, linealizando o despreciando los términos no lineales, pueden obtenerse pseudo-soluciones que, en todo caso, representan aproximaciones tanto más divergentes de la realidad cuanto menos justificables sean la omisión o la linealización.

Por tanto, la única alternativa para la resolución rigurosa del sistema completo es el análisis numérico. Las técnicas importantes de análisis numérico solo han sido eficientes con la aparición de los ordenadores. De entre las técnicas numéricas empleadas para resolver el problema que nos ocupa (algunas realmente recientes) la más popular y utilizada de forma casi generalizada es la constituida por el clásico método de las características (MC). Su popularidad reside en el hecho de que se ha mostrado superior a los demás en varios aspectos. Es sencillo de programar, computacionalmente eficiente y permite capturar mejor que los demás frentes de ondas abruptos e ilustra perfectamente la propagación de las ondas.

4.1 El método de las características

No es objeto de este texto presentar una descripción detallada del método de las características, que puede encontrarse en libros especializados en la materia. Diremos aquí solamente que el método se basa en la observación de que sobre ciertas rectas de la región de integración, llamadas **rectas características**, el sistema de ecuaciones en derivadas parciales se convierte en un sistema en derivadas totales. Tales direcciones, que existen si el sistema es de tipo hiperbólico, para el caso particular del golpe de ariete en que $v \ll a$ (velocidad del fluido muy inferior a la celeridad de propagación de la perturbación), son rectas de pendientes $\pm a$, que se denotan por C^+ y C^- . Estas ecuaciones diferenciales son fácilmente integradas sobre las características, que se convierten así en un vehículo de propagación de la información (las perturbaciones) de un instante de tiempo al siguiente.

La solución numérica supone la renuncia al conocimiento de H y Q en todos los puntos de la tubería y todos los instantes de tiempo, ya que precisa de cierto nivel de discretización. Así, en la versión más sencilla y más eficiente del método, se eligen $N+1$ puntos equiespaciados de la tubería en los que se pretende calcular H y Q para ciertos instantes de tiempo. La estabilidad y convergencia del método dicta que el incremento entre los instantes de tiempo venga dada por la llamada condición de Courant:

$$\Delta t = \frac{L}{Na} \quad (8)$$

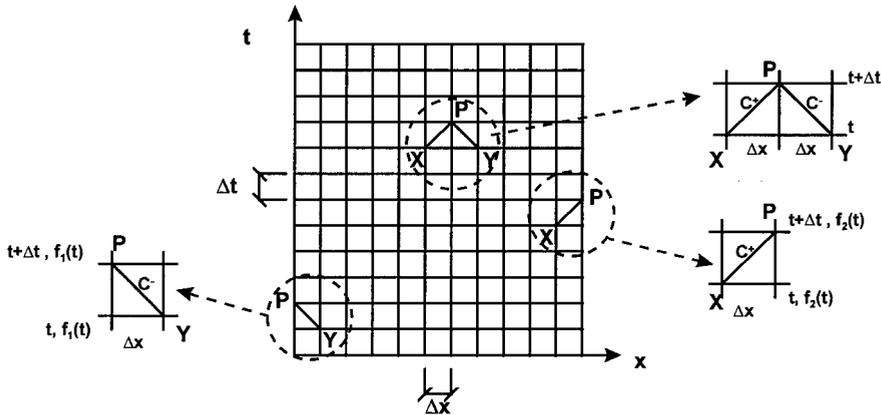


Figura VII.9. Malla utilizada para la resolución por el método de las características.

De esta forma, queda determinada una malla (ver Figura VII.9) sobre el dominio de integración, en cuyos nudos se puede conocer la solución haciendo que la solución ya calculada para un cierto instante t genere la solución para el siguiente instante $t + \Delta t$. En un punto interior P accesible desde dos puntos X e Y mediante dos características (una C^+ y una C^-) el siguiente sistema de ecuaciones en diferencias finitas, obtenido de integrar las ecuaciones en derivadas totales, permite esta generación:

$$\begin{aligned} Q(P) + C_a H(P) &= C^+ \\ Q(P) - C_a H(P) &= C^- \end{aligned} \quad (9)$$

donde

$$C_a := \frac{gA}{a} \quad (10)$$

$$C^+ = Q(X) + C_a H(X) - \frac{f}{2DA} Q(X) |Q(X)| \Delta t \quad (11)$$

$$C^- = Q(Y) - C_a H(Y) - \frac{f}{2DA} Q(Y) |Q(Y)| \Delta t \quad (12)$$

En los extremos, 0 y N+1 accesibles a sólo una característica, se precisa la información adicional de la condición de contorno. Entre ambas informaciones se puede determinar $H(0)$, $Q(0)$, o $H(N+1)$ y $Q(N+1)$.

4.2 El Método Gráfico de Schnyder-Bergeron.

Con estas ecuaciones, es posible resolver el problema del Golpe de Ariete (GDA) mediante algunas simplificaciones, quedando un sistema de fácil resolución gráfica.

La primera de estas simplificaciones consiste en considerar que la conducción carece de pérdidas por fricción ($f = 0$). Esto nos dará soluciones que, en general, estarán del lado de la seguridad al eliminar el amortiguamiento. No obstante, se pueden agrupar esas pérdidas en una válvula hipotética situada en uno de los extremos de la conducción, y tratarlas como una condición de contorno. Esta simplificación conduce a:

$$\begin{aligned} Q(P) + \frac{gA}{a} H(P) &= Q(X) + \frac{gA}{a} H(X) \\ Q(P) - \frac{gA}{a} H(P) &= Q(Y) - \frac{gA}{a} H(Y) \end{aligned} \tag{13}$$

Esta ecuación se puede escribir, alterando un poco el orden, como:

$$\begin{aligned} Q(P) - Q(X) &= -\frac{gA}{a} [H(P) - H(X)] \\ Q(P) - Q(Y) &= +\frac{gA}{a} [H(P) - H(Y)] \end{aligned} \tag{14}$$

Si ahora definimos unas **variables reducidas**, que facilitarán la elección de la escala del dibujo, tendremos que en lugar de trabajar con H y Q trabajaremos con h y q , definidos como:

$$q(x,t) = \frac{Q(x,t)}{Q_0} \quad ; \quad h(x,t) = \frac{H(x,t)}{H_0} \tag{15}$$

donde Q_0 es un caudal de referencia (generalmente el de régimen permanente) y H_0 es una altura piezométrica de referencia (generalmente la diferencia de cota entre los depósitos de aspiración y de impulsión). Si se utiliza como variable la velocidad v en lugar del caudal, puesto que la sección de la tubería no cambia, tendríamos:

$$v(x,t) = \frac{v(x,t)}{v_0} = \frac{Q(x,t)}{Q_0} = q(x,t) \tag{16}$$

Con todo esto, las ecuaciones (9) quedarán:

$$\begin{aligned} h(P) - h(X) &= -\frac{aQ_0}{gAH_0} [q(P) - q(X)] = -2\rho [q(P) - q(X)] \\ h(P) - h(Y) &= +\frac{aQ_0}{gAH_0} [q(P) - q(Y)] = +2\rho [q(P) - q(Y)] \end{aligned} \tag{17}$$

donde 2ρ es el parámetro adimensional de Allievi:

$$2\rho = \frac{aQ_0}{gAH_0} \quad (18)$$

Una vez determinadas las rectas características $h-q$ y las condiciones de contorno en los extremos f_1 (extremo aguas arriba, $x = 0$) y f_2 (extremo aguas abajo, $x = L$), estamos en condiciones de abordar la resolución gráfica del problema. Para ello nos apoyaremos en la Figura VII.9.

En esta figura, se observa cómo los valores de h y q en un punto P y en un instante de cálculo $t + \Delta t$ se obtendrán intersectando la recta característica C^+ que empieza en el punto inmediatamente aguas arriba del punto P con la recta característica C^- en el punto situado aguas abajo. Esto será válido sólo para puntos interiores. En los extremos, recurriremos a las condiciones de contorno. Así, para determinar los valores de h y q en el punto $x = 0$ se intersectará la recta característica C^- en el punto situado aguas abajo con la condición de contorno en el instante $t + \Delta t$, $f_1(t + \Delta t)$. Por último, para resolver el problema en el extremo final, intersectamos la recta característica C^+ que empieza en el punto inmediatamente aguas arriba del extremo con la condición de contorno en el instante $t + \Delta t$, $f_2(t + \Delta t)$.

Para resolver el problema, se suele escoger un Δt constante para toda la conducción. Existe una relación entre este valor y la separación entre los distintos tramos:

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{a} \quad (19)$$

de manera que si se escogen $N+1$ puntos de cálculo equiespaciados (N tramos), el valor de Δx es L/N y, por lo tanto, el cálculo se realiza cada $L/N \cdot a$ segundos.

En el caso más simple de un único intervalo de cálculo, los puntos son los extremos de la conducción y el intervalo es L/a . En las siguientes figuras se describe cómo aplicar este método a una conducción tomando dos intervalos (3 puntos, ambos extremos y el punto medio). Empecemos por fijar una notación.

Los puntos los denotaremos por letras mayúsculas, siendo el punto A el extremo $x = 0$ y el punto B el extremo final $x = L$. Si el estudio tiene más de un tramo de cálculo, los puntos intermedios se denotarán como C, D, E, etc. En cuanto a los instantes de tiempo, se tomará como origen $t = 0$ el momento en que se inició el transitorio. A partir de ahí, un subíndice i indicará que han pasado $i \cdot \Delta t$ segundos desde el comienzo de la simulación. De esta manera, el punto C_5 vendrá caracterizado por $h(L/2, 5 \cdot \Delta t)$ y $q(L/2, 5 \cdot \Delta t)$. En la Figura VII.10 se muestran los puntos que se van a utilizar para mostrar los pasos del cálculo.

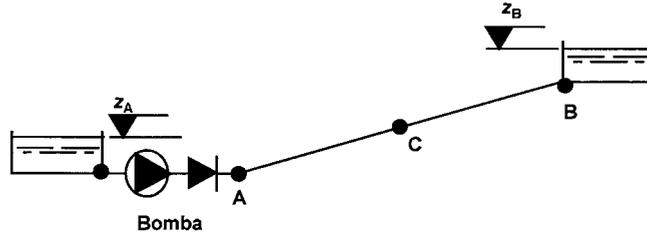


Figura VII.10. Notación para el estudio del transitorio en una impulsión.

Supongamos que tenemos el sistema de la Figura VII.10 y queremos estudiar su comportamiento frente al transitorio originado por la parada brusca de la bomba. En el instante $t = 0$ tendremos como puntos de trabajo los correspondientes al régimen permanente previo a la parada. Si queremos determinar los valores de q y h en un determinado instante $i \cdot \Delta t$ tendremos que seguir los pasos descritos previamente en la Figura VII.9, es decir, intersectar las ecuaciones (17) aplicadas en los puntos anterior y posterior al punto C. Esto nos llevará a:

$$\begin{aligned} C^+ \quad h(C_i) - h(A_{i-1}) &= -2\rho[q(C_i) - q(A_{i-1})] \\ C^- \quad h(C_i) - h(B_{i-1}) &= +2\rho[q(C_i) - q(B_{i-1})] \end{aligned} \quad (20)$$

Estas ecuaciones quedarán, gráficamente, como se muestra en la Figura VII.11.

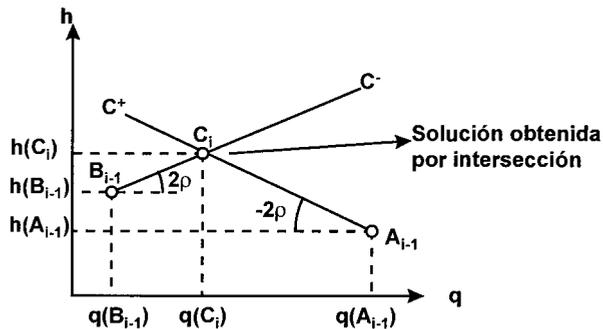


Figura VII.11. Cálculo de puntos interiores.

Para el punto situado al principio de la conducción (A_i) se tratará de intersectar la característica negativa con una condición de contorno que relacione las variables h y q en ese punto. Las expresiones de las distintas condiciones de contorno que se pueden plantear se verán en la próxima lección. La Figura VII.12 muestra esquemáticamente cómo quedaría esta operación en el gráfico.

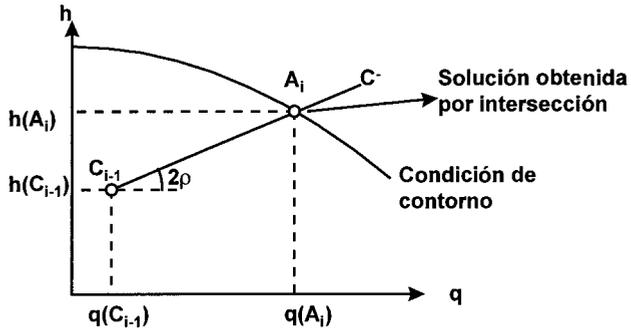


Figura VII.12. Cálculo del extremo aguas arriba.

Por último, para calcular el extremo aguas abajo, habrá que hallar gráficamente la intersección entre la característica positiva con la condición de contorno que relacione las variables h y q en dicho punto. El esquema de este cálculo aparece en la Figura VII.13.

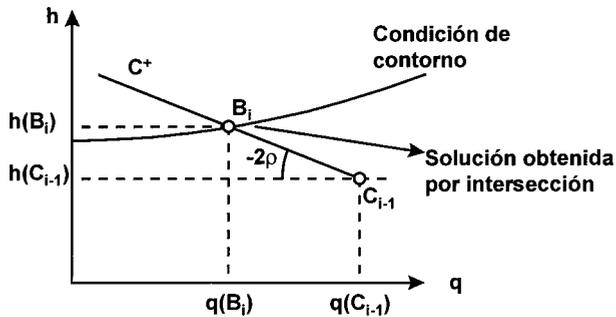


Figura VII.13. Cálculo del extremo aguas abajo.

Este procedimiento habrá que repetirlo para toda la duración del transitorio. En la próxima lección se van a analizar los diferentes supuestos con los que nos podemos encontrar cuando el sistema estudiado es un a estación de bombeo.

FLUJO TRANSITORIO EN ESTACIONES DE BOMBEO

LECCIÓN 22 *Estudio detallado del Transitorio generado por el Arranque o la Parada de una Bomba en una Impulsión.***1. Condiciones de Contorno en el Problema de Parada de una Bomba.**

Ya se ha comentado en la lección anterior el papel que desempeñan las condiciones de contorno. Básicamente resulta ser una ecuación o conjunto de ecuaciones que modelizan al comportamiento hidráulico de los extremos de un tramo de conducción, aportando siempre una relación adicional entre velocidad y altura piezométrica que unida a la característica que proceda (C^+ o C^-) nos dirá qué ocurre en ese punto. En este punto vamos a estudiar la parada de una bomba protegida con válvula de retención producida por un corte en el suministro (parada brusca).

En el caso de una impulsión simple como la de la Figura VII.10, el contorno de aguas abajo es bien sencillo de modelizar (depósito), en tanto que en la salida del grupo, el otro contorno, pueden distinguirse dos etapas bien diferenciadas según el flujo haya invertido o no su sentido, esto es, según la válvula de retención esté cerrada o abierta.

Estas dos etapas se analizan por separado en dos fases secuenciales, modelizando convenientemente el comportamiento de los elementos existentes y que constituyen las respectivas condiciones de contorno de cada fase.

Las condiciones de contorno en este caso serán las del depósito (altura constante) y las de la bomba (curva característica $H-Q$ correspondiente a cada instante en función de la velocidad de giro de la bomba). Las pérdidas de carga se pueden tener en cuenta de muy diversas maneras. Una de ellas, muy simple, consiste en suponer que el desnivel entre el depósito de aspiración y el de impulsión es superior, en las pérdidas de carga, al real. En este caso, la altura H_0 de régimen será mayor que el desnivel geométrico H_g .

Asimismo, es posible localizar las pérdidas bien a la salida de la bomba, bien en el depósito de impulsión, mediante la existencia de una válvula "ficticia" parcialmente cerrada, análogamente a como hemos visto en el caso de conducciones por gravedad. En estos primeros casos simplemente asumiremos que el factor de fricción vale 0.

1.1 Análisis de la 1ª fase.

En la primera fase el flujo mantiene su sentido inicial y la válvula de retención está abierta, se admite entonces, como hipótesis simplificativa y razonable, un comportamiento ideal de la válvula de retención, es decir, sin tomar en consideración otros modelos de comportamiento de la misma más sofisticados, aunque más realistas.

En esta etapa al encontrarse abierta la válvula de retención hay que considerar la condición de contorno "bomba" en dicho extremo, y en general la totalidad de factores que intervienen en el fenómeno durante este período. De una parte se considera la bomba que, aún decelerándose debido a la parada habida, continua trasegando fluido. Por otra parte debe tenerse en cuenta la ecuación de inercia del grupo.

El comportamiento de la bomba girando a velocidades inferiores a las de régimen nominal viene establecido por las leyes de semejanza, de tal manera que si las curvas características de la bomba a velocidad nominal N_0 se expresan como:

$$H = A + BQ + CQ^2$$

$$\eta = EQ + FQ^2$$

las curvas correspondientes a esa misma bomba girando a una velocidad distinta N serán:

$$H = A\alpha^2 + B\alpha Q + CQ^2$$

$$\eta = E\frac{Q}{\alpha} + F\frac{Q^2}{\alpha^2} \quad (21)$$

donde $\alpha = N/N_0$.

De cara a aplicar el método gráfico, conviene expresar las ecuaciones anteriores en variables reducidas:

$$h = \frac{A}{H_0}\alpha^2 + \frac{BQ_0}{H_0}\alpha q + \frac{CQ_0^2}{H_0}q^2$$

$$\eta = EQ_0\frac{q}{\alpha} + FQ_0^2\frac{q^2}{\alpha^2} \quad (22)$$

Por otra parte, la ecuación de inercia puede expresarse como:

$$\sum M_{ext} = I \frac{d\omega}{dt} \quad (23)$$

$$M_{motor} - M_{bomba} = I \frac{d\omega}{dt}$$

siendo M_{motor} el par transmitido por el motor al eje, M_{bomba} el par absorbido por la bomba y con ω e I velocidad de giro y momento de inercia del grupo impulsor respectivamente.

En el momento en que se detiene la bomba, el par aportado por el motor se hace nulo, quedando únicamente un par absorbido por la propia bomba. Si expresamos este par en función de la potencia absorbida, P_{abs} , el caudal Q , la altura H y el rendimiento η , la expresión anterior quedará:

$$M_{bomba} = \frac{\gamma QH}{\eta \omega} \quad (24)$$

siendo γ el peso específico del fluido.

Esta expresión también se puede expresar en variables reducidas, considerando el par en régimen permanente M_0 y reduciendo las demás variables:

$$\beta = \frac{M_{bomba}}{M_0} = \frac{\gamma QH}{\eta \omega} \frac{\eta_0 \omega_0}{\gamma Q_0 H_0} = \eta_0 \frac{qh}{\alpha \eta}$$

$$M_0 = \frac{\gamma Q_0 H_0}{\eta_0 \omega_0} \quad (25)$$

De esta forma, la ecuación (23) en variables reducidas se puede escribir como:

$$\beta = - \frac{I \omega_0}{M_0} \frac{d\alpha}{dt} \quad (26)$$

Esta ecuación se puede integrar para el intervalo de tiempo $(t, t+\Delta t)$ en primera o en segunda aproximación. La integración en primera aproximación de la ecuación diferencial anterior, entre dos instantes consecutivos separados Δt segundos, resulta

$$\beta_i = \frac{I \omega_0}{M_0 \Delta t} (\alpha_i - \alpha_{i+1}) \quad (27)$$

en donde se ha supuesto que $\beta_i \approx \beta_{i+1}$.

Si en lugar de esta aproximación, tomamos el valor medio del par en los extremos para todo el intervalo, tendremos la segunda aproximación:

$$\beta_i + \beta_{i+1} = \frac{2 I \omega_0}{M_0 \Delta t} (\alpha_i - \alpha_{i+1})$$

donde los subíndices "i" e "i+1" expresan dos instantes consecutivos cualesquiera, en tanto que β es el parámetro adimensional relación de par instantáneo y de régimen, al igual que α , recuérdese, cuantifica idéntico cociente entre velocidades.

El problema consiste en determinar para cada instante t_{i+1} un total de 5 incógnitas (α , β , η , h y q) en función del anterior t_i , para lo que serán necesarias otras 5 ecuaciones.

El procedimiento para resolver el sistema se plantea a continuación. Si expresamos la ecuación de la inercia de la siguiente forma:

$$\alpha_{i+1} = \alpha_i - \frac{M_0 \Delta t}{I \omega_0} \beta_i$$

se puede obtener la primera de las incógnitas en función de datos pertenecientes al instante anterior.

Una vez conocida la nueva velocidad de giro, se puede calcular la curva característica $h-q$ de la bomba en variables reducidas:

$$h_{i+1} = \frac{A}{H_0} \alpha_{i+1}^2 + \frac{BQ_0}{H_0} \alpha_{i+1} q_{i+1} + \frac{CQ_0^2}{H_0} q_{i+1}^2$$

Esta ecuación introduce dos nuevas incógnitas, h_{i+1} y q_{i+1} . Si la combinamos con la recta característica negativa C^- que pasa por el punto inmediatamente aguas abajo del punto A tendremos que resolver un sistema lineal de 2 ecuaciones y dos incógnitas (lo que en el método gráfico se traduce en intersectar la curva característica de la bomba y la comentada recta característica negativa. Así pues, ya tenemos tres de las cinco incógnitas.

Ahora volvemos a las curvas características, esta vez para despejar el valor del rendimiento η_{i+1} :

$$\eta_{i+1} = EQ_0 \frac{q_{i+1}}{\alpha_{i+1}} + FQ_0^2 \frac{q_{i+1}^2}{\alpha_{i+1}^2}$$

Y la última incógnita que nos queda será la del par, que despejaremos de la ecuación (25):

$$\beta_{i+1} = \eta_0 \frac{q_{i+1} h_{i+1}}{\alpha_{i+1} \eta_{i+1}}$$

Con todo esto, ya estaríamos en condiciones de iniciar el cálculo en el instante $i+2$.

1.2 Análisis de la segunda fase.

Siguiendo el proceso de cálculo se va avanzando en el tiempo, a intervalos de tiempo discretos, en tanto que el caudal del fluido a través de la bomba, Q , disminuye. Si se adopta el modelo simplificado, en el momento en que Q sea igual a cero o negativo, la válvula de retención cierra y la condición de contorno pasa a ser entonces.

$$Q(t) = 0$$

quedando entonces H totalmente determinado, en base a la ecuación característica simplemente.

1.3 Parada de una bomba con cierre rápido de la válvula de retención.

En la Figura VII.14 aparece la resolución gráfica del transitorio originado por la parada brusca de una bomba con válvula de retención a la salida. En este caso no se han tenido en cuenta las

pérdidas en la válvula. Las alturas se "reducen" utilizando la altura manométrica de régimen permanente $H_0 = H_g$ y los caudales utilizando el caudal de régimen Q_0 .

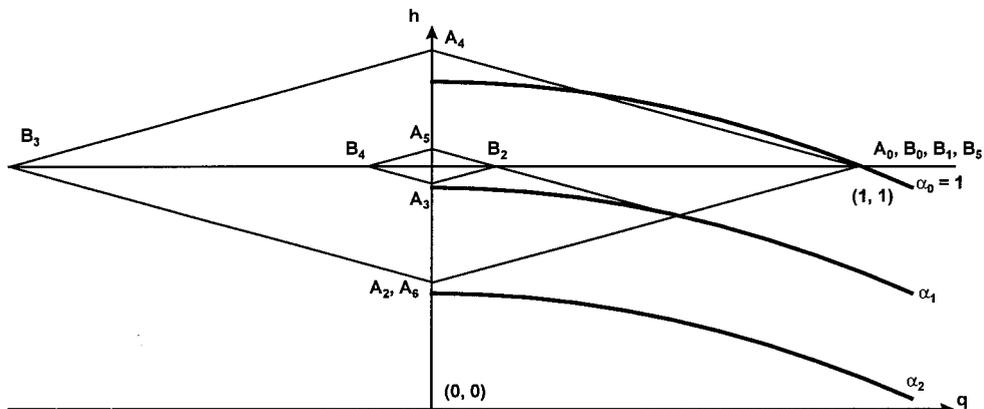


Figura VII.14. Parada de una bomba con cierre rápido de la válvula de retención.

Los puntos A_0 y B_0 se encuentran en $(1,1)$, intersección de la condición de contorno en el depósito ($h = H_0 / H_0 = 1$) con la curva característica de la bomba en variables reducidas a la velocidad de giro nominal $N = N_0$.

Generalmente se trabaja con velocidades de giro adimensionalizadas, de manera que se define α_i como la relación entre la velocidad de giro N_i correspondiente al instante iL/a y la velocidad de giro nominal N_0 . En régimen permanente $\alpha_0 = 1$.

La obtención de la curva de la bomba en valores reducidos para cualquier velocidad de giro es inmediata, pues conocida la curva real, solo es necesario dividir la altura manométrica por H_0 para obtener la altura reducida en A .

Los puntos B se encontrarán siempre en la horizontal $h = 1$, mientras que los A se ubicarán en la intersección de las rectas características C con la condición de contorno en A que será la curva de la bomba en variables reducidas a la velocidad de giro que corresponda a cada instante, en el caso de que aún no haya cerrado la válvula de retención. A partir del momento del cierre de la misma, la condición de contorno en A pasará a ser $q=0$.

En el apartado anterior se analiza la determinación de la velocidad de giro de la bomba en cada t , así como el instante en que se produce el cierre de la válvula de retención. En este apartado, y en aras de simplificar la exposición, se va a suponer conocida la condición de contorno en A en cada instante.

El fenómeno, que ya ha sido descrito, puede seguirse con la ayuda del método gráfico. A partir del momento en que se produce el corte de energía eléctrica una onda depresiva viaja desde la bomba hacia el depósito. La velocidad de giro de la bomba va cayendo y el flujo se va deteniendo hasta invertirse. En la Figura VII.14 se puede apreciar como en el instante L/a

la bomba está girando a una velocidad α_0 , por lo que su curva característica interseca a la recta característica de pendiente positiva en A_1 . El caudal aún es positivo, por lo que la válvula de retención permanece abierta.

Entre los instantes L/a y $2L/a$ el flujo tiende a invertirse, con lo que la condición de contorno para el instante $2L/a$ en el punto A ya es $q = 0$. Dado que la pendiente de la recta característica es $a \cdot v_0/g \cdot H_0$, la caída de presión reducida será precisamente ese valor, con lo que la depresión real será igual a $a \cdot v_0/g$. Es decir, se ha producido la depresión de Joukowski en la válvula de retención, dado que en $2L/a$ esta ya está cerrada. La longitud de tubería que soporta esta depresión máxima es función del instante en que se produce el cierre de la válvula (entre L/a y $2L/a$ en este caso). Caso de producirse cavitación en algún punto de la conducción, será necesario modelizarla adecuadamente para poder seguir el proceso de cálculo.

A partir de $2L/a$ todos los A_i se encontrarán en la recta $q = 0$, y dado que el transitorio no se amortigua al no tener en cuenta las pérdidas distribuidas por la conducción, se alcanzará la sobrepresión de Joukowski (sobrepresión máxima). Concretamente, en el punto A se alcanza en el instante $4L/a$ (punto A_4).

Si la válvula de retención hubiera cerrado instantáneamente, el punto A_1 se encontraría en $q = 0$ y toda la tubería sufriría la máxima sobrepresión.

Para un cierre rápido de la válvula de retención ($T_c < 2L/a$), esta sobrepresión será tanto mayor cuanto mayor sea la pendiente de las rectas características.

1.4 Parada de una Bomba con cierre lento de la válvula de retención.

En este caso, cuya resolución gráfica aparece en la Figura VII.15, el cierre de la válvula de retención se produce después de $2L/a$ (concretamente en $4L/a$ en este caso). Ello es consecuencia de que las rectas características que parten de B_1 y B_2 encuentran una curva de la bomba para el instante $2L/a$ y $3L/a$ con caudales positivos, pero no así la que parte de B_3 , que intersectará al eje de ordenadas en A_4 .

Como vemos, existirá una onda de presión negativa que viajará hacia el depósito, encontrándose los puntos A_1 , A_2 , A_3 y A_4 por debajo de $h = 1$. Posteriormente, esta onda cambia de signo, incrementándose la presión en A. Las depresiones y sobrepresiones no alcanzarán la de Joukowski, al haberse producido el cierre de la válvula de retención en un tiempo mayor que $2L/a$ (cierre lento).

Si la válvula de retención permitiera flujo inverso (se alejara de su característica ideal) en el instante $4L/a$ las condiciones en A vendrían representadas por A'_4 , y consecuentemente las sobrepresiones que se producirían serían mayores.

En el caso de que cualquier recta característica cortara a la condición de contorno en la bomba por debajo del eje de abscisas, se tendría altura negativa a la salida de la bomba, lo que implica

que está siendo arrastrada por el fluido. Por ejemplo, la bomba puede tener una característica α' para un cierto instante de tiempo.

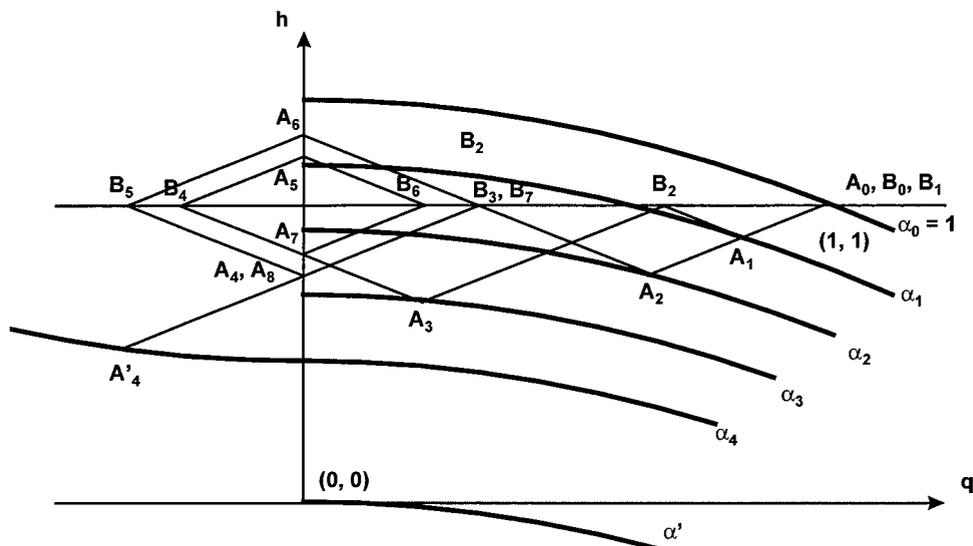


Figura VII.15. Parada de una Bomba con cierre lento de la válvula de retención.

Como vemos, el transitorio no resulta amortiguado en este caso, al no haber tenido en cuenta pérdidas distribuidas a lo largo de la instalación.

1.5 Parada de una bomba con válvula de retención a la salida y protegida mediante un by-pass.

A fin de evitar que la presión aguas abajo de la válvula de retención caiga por debajo de la atmosférica, se puede colocar un by-pass entre el depósito de aspiración y un punto situado inmediatamente aguas abajo de la válvula de retención. Este dispositivo contará a su vez con una válvula de retención que impida el flujo hacia el depósito en condiciones normales de funcionamiento. El funcionamiento del by-pass es sencillo. Si la altura piezométrica en la impulsión de la bomba cae por debajo de la cota del depósito de aspiración (A'_2), la válvula de retención abrirá permitiendo que dicha altura quede en un valor correspondiente a dicha cota.

En la Figura VII.16 queda reflejado el proceso de cálculo para este caso. Como se puede apreciar, la bomba tiende a funcionar sobre la curva α_2 (en el punto A'_2), lo que implica presiones negativas. Sin embargo, la presencia del by-pass asegura una presión $h = 0$ en ese punto (no se ha tenido en cuenta que la bomba actuará en paralelo con el by-pass en ese instante, dado que se impondrá la presión del depósito de aspiración), por lo que la nueva condición de contorno en A será $h = 0$. Algo análogo ocurre en el instante $3L/a$. La figura muestra tanto la evolución del transitorio con by-pass, como sin él, pudiendo apreciarse como

este dispositivo limita tanto las depresiones como las sobrepresiones. El caudal máximo que deberá evacuar viene dado por la abscisa de A_2 .

Nada podemos deducir de lo que ocurre en otras secciones de la conducción en este caso. Para ello hubiera sido necesario tomar más puntos de cálculo.

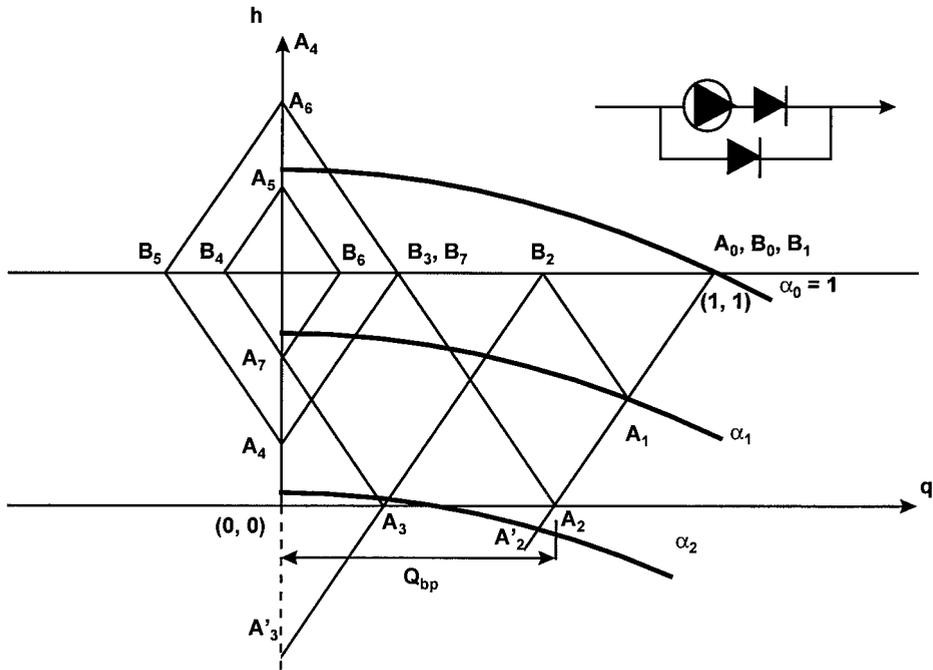


Figura VII.16. Parada de bomba con by-pass.

1.6 Parada de una bomba con válvula de retención y válvula de alivio.

En este caso la instalación se protege frente a sobrepresiones mediante una válvula instalada a la salida de la válvula de retención que descarga a la atmósfera cuando la presión intenta superar un cierto valor de tarado. Por tanto, cuando la válvula de alivio está activa, la condición de contorno es $h = h_t$.

En la Figura VII.17 queda representado el cálculo gráfico. Se ha supuesto que tal válvula actúa de modo que mantiene la presión en A en el valor h_t (presión de tarado) cuando la presión en este punto intenta superar al valor de tarado. En otros instantes permanecerá cerrada, por lo que la condición de contorno en A continuará siendo $q = 0$. Como vemos, la presión máxima con válvula será en este caso la correspondiente a A_2 , mientras que sin válvula se alcanzaría el punto, A'_4 .

Esta válvula no actúa para limitar las depresiones en la instalación. El valor del caudal mínimo a aliviar para mantener en una presión igual a la de tarado viene dado por la abscisa del punto A_4 .

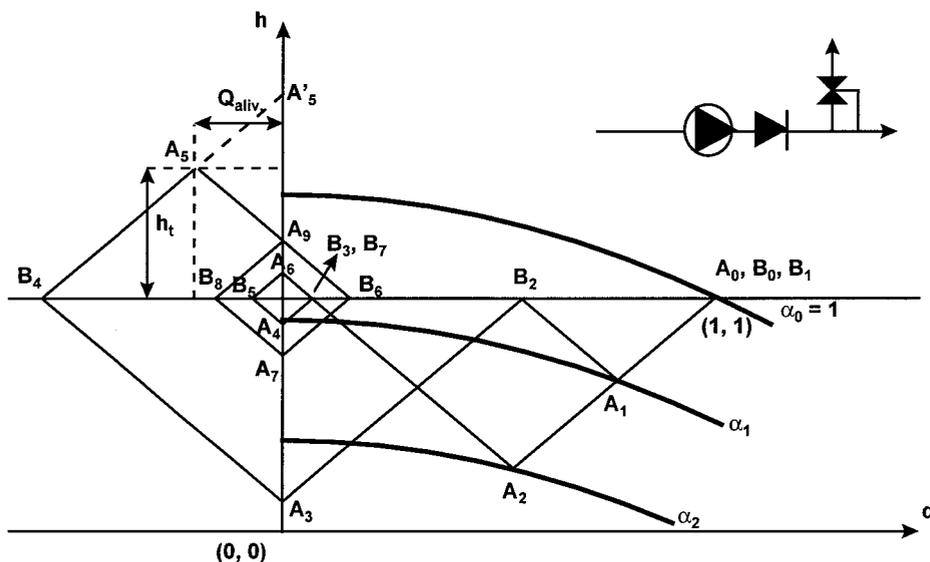


Figura VII.17. Parada de bomba con válvula de alivio.

1.7 Parada de una bomba con válvula de retención a la salida y acumulando las pérdidas a la entrada del depósito de impulsión.

Como hemos visto en los casos anteriormente presentados, el transitorio originado por la parada de la bomba no se amortigua si no se tienen en cuenta las pérdidas en la instalación. No obstante, es posible analizar lo que ocurre cuando se suponen las pérdidas acumuladas a la entrada del depósito de impulsión (mediante la existencia de una válvula "ficticia" parcialmente cerrada), manteniendo en este caso la altura del depósito en su valor H_g .

La condición de contorno en el punto B será en este caso, en variables reales, una parábola de coeficiente r (el coeficiente de pérdidas de carga de la instalación para régimen permanente) y cuyo vértice se encontrará en $H = H_g$. Asimismo, es necesario tener en cuenta que cuando el caudal sea positivo, la altura en B será superior a H_g , mientras que si es negativo, será inferior, precisamente en el valor de las pérdidas correspondientes al caudal que esté pasando. En definitiva se tendrá:

$$H_B = H_g + rQ_B|Q_B| \quad (28)$$

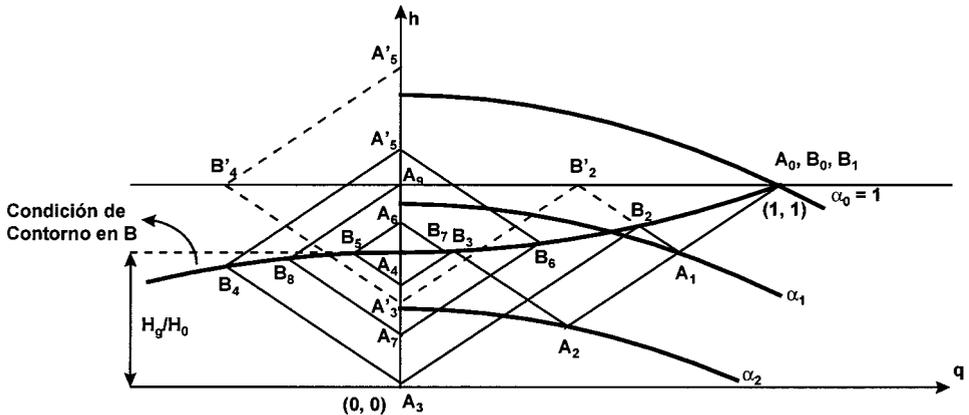


Figura VII.18. Parada de una bomba con válvula de retención a la salida, acumulando las pérdidas a la entrada del depósito de impulsión.

Se toma como valor de referencia para trabajar en variables reducidas la altura de bombeo en régimen permanente H_0 , de manera que en el instante 0, el punto de partida del transitorio será el (1,1). El transitorio quedará amortiguado en este caso, debido a la existencia de la parábola, teniendo el punto final como coordenadas ($q = 0, h = H_g/H_0$).

En la Figura VII.18 podemos apreciar el citado amortiguamiento. Se ha realizado la comparación con el caso de suponer las pérdidas como un incremento de la cota a vencer, observándose en este caso que las presiones máximas son mayores (punto A'_5) pero no así las mínimas. Para obtener unos resultados totalmente fiables sería necesario modelizar de forma más adecuada las pérdidas por fricción, si bien parece que el método de incrementar la altura geométrica (y considerar por tanto pérdidas por fricción nulas) da como resultado unos valores de las presiones máximas por encima de los que realmente se producirán.

1.8 Parada de una bomba protegida por calderín.

El último de los casos de parada de bomba que vamos a analizar es el de una instalación protegida con válvula de retención ideal (cierre instantáneo) y un calderín de aire para absorber el GDA. Para ello, será necesario extraer la condición de contorno del calderín. Junto a las rectas características, el calderín viene representado por un conjunto de ecuaciones que determinan su comportamiento.

Si relacionamos el volumen del calderín con el nivel de agua en el mismo, tendremos la primera de estas ecuaciones:

$$\forall = \forall_0 + (z_0 - z) \cdot A_c \tag{29}$$

siendo \forall y \forall_0 el volumen de aire del calderín en el instante considerado y en el instante inicial; y z y z_0 son los niveles de agua en el calderín en los mismos instantes. Así, derivando la ecuación anterior tendremos la ecuación de continuidad en la entrada del calderín:

$$Q_A = -A_c \frac{dz}{dt} \quad (30)$$

donde Q_A es el caudal en el punto A donde se conecta el calderín, A_c es la sección recta del mismo y z es el nivel de agua en el calderín. Suponiendo un comportamiento ideal de calderín y válvula de retención, en el momento en que el calderín actúe la válvula de retención se cerrará, siendo Q_A el caudal de entrada al calderín y quedando la bomba aislada.

La siguiente ecuación que caracteriza el comportamiento del calderín es la evolución politrópica del aire encerrado en su interior:

$$p^* \nabla^n = p_0^* \nabla_0^n \quad (31)$$

siendo n el exponente de evolución politrópica, ∇ y ∇_0 el volumen de aire del calderín en el instante considerado y en el instante inicial; y p^* y p_0^* las presiones absolutas en el instante considerado y en el instante inicial, respectivamente.

La tercera ecuación es la de Bernoulli en el calderín:

Para el caudal de salida:
$$\frac{p^* - p_{atm}}{\gamma} + z = H_A + K_S Q_A^2 \quad (32)$$

Para el caudal de entrada:
$$\frac{p^* - p_{atm}}{\gamma} + z = H_A - K_E Q_A^2 \quad (33)$$

siendo K_S y K_E los coeficientes de pérdidas en el calderín a la salida y a la entrada, respectivamente.

Este juego de ecuaciones se puede simplificar fácilmente asumiendo, en primera aproximación, que la variación en el caudal de entrada (o salida) del calderín apenas varía entre dos instantes consecutivos. Integrando la ecuación (30) en primera aproximación, tal y como ya se hizo con la ecuación de inercia, quedará:

$$z_{i+1} = z_i - \frac{Q_i \Delta t}{A_c} = z_i - \frac{q_i Q_0 \Delta t}{A_c} \quad (34)$$

Con este valor de z_{i+1} podemos calcular el volumen en el instante $i+1$ a partir de la ecuación (29), ∇_{i+1} . Sustituyendo dicho valor en la ecuación (31) tendremos el valor de p^*_{i+1} :

$$p^*_{i+1} = p_0^* \left(\frac{\nabla_0}{\nabla_{i+1}} \right)^n \quad (35)$$

Y sustituyendo este valor en la ecuación de Bernoulli correspondiente tendremos la condición de contorno:

Para el caudal de salida:
$$H_{A,i+1} = \frac{p^*_{i+1}}{\gamma} + z_{i+1} - K_S Q_{A,i+1}^2 - \frac{p_{atm}}{\gamma} \quad (36)$$

Para el caudal de entrada:
$$H_{A,i+1} = \frac{P_{i+1}^*}{\gamma} + z_{i+1} + K_E Q_{A,i+1}^2 - \frac{P_{atm}}{\gamma} \quad (37)$$

Si asumimos que el calderín no tiene pérdidas (calderín ideal), en ambos casos nos queda como condición de contorno una recta horizontal, que en variables reducidas se escribirá como:

$$h_{i+1} = \frac{P_{i+1}^*}{\gamma H_0} + \frac{z_{i+1}}{H_0} - \frac{P_{atm}}{\gamma H_0} \quad (38)$$

2. Análisis del transitorio generado por el arranque de una bomba.

2.1 El método gráfico aplicado al arranque de una bomba.

Este es, sin duda, un problema mucho más sencillo. Supongamos que queremos analizar la puesta en marcha de una bomba, y conocemos la evolución de la velocidad en el proceso de arranque. En consecuencia tenemos una relación de enlace H_A-Q_A a lo largo del tiempo t , según la ecuación (21):

$$H = A\alpha^2 + B\alpha Q + C Q^2$$

$$\eta = E \frac{Q}{\alpha} + F \frac{Q^2}{\alpha^2}$$

que se puede representar gráficamente en diversos instantes t_i . Los distintos puntos A_i se encontrarán en la intersección de la curva correspondiente de la bomba y la ecuación de propagación de la onda en el tramo de conducción.

Se pretende analizar el transitorio originado por el arranque de una bomba desde $\alpha = 0$ hasta $\alpha = 1$ en una instalación con válvula de retención a la salida de la bomba y con la válvula de impulsión completamente abierta.

En ese caso, cuya resolución gráfica aparece en la Figura VII.19, a partir del momento en que se conecta la energía eléctrica la bomba se va acelerando y va incrementándose la altura manométrica que proporciona. Hasta el momento en que la altura manométrica no sea igual a H_g el caudal será nulo, dado que la válvula de retención no se podrá abrir (aguas abajo de la misma existe una columna de H_g metros de altura). El instante en que la válvula de retención abre es el que se ha considerado con el subíndice 0, mientras que en este caso, para reducir variables se utilizan los valores correspondientes al punto de funcionamiento final de la instalación.

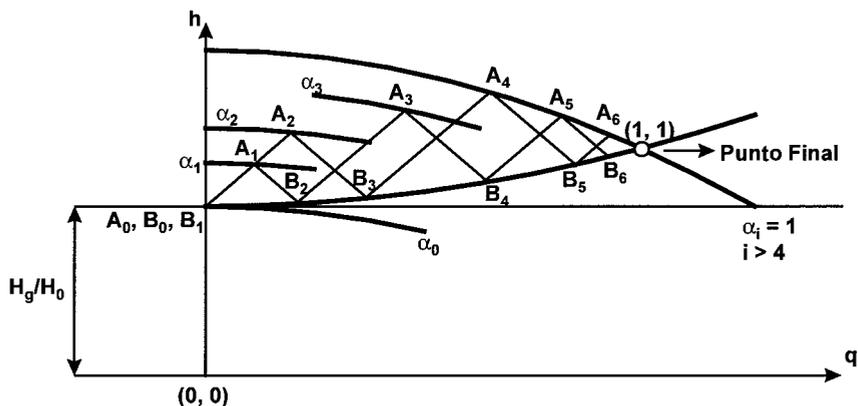


Figura VII.19. Arranque de una bomba con válvula de impulsión abierta.

Por otra parte, durante el arranque, la ecuación de inercia debe integrarse teniendo en cuenta la evolución del par en el motor M_{motor} en función de la velocidad de giro, a fin de obtener las distintas expresiones de la condición de contorno de la bomba.

Utilizando variables reducidas y considerando la curva resistente de la instalación en variables reducidas, podemos ver la evolución de la presión en el punto A. Cada punto A_i se irá situando sobre la correspondiente curva característica de la bomba a la velocidad de giro α_i correspondiente a cada instante. La determinación de la velocidad a la que girará la bomba en cada momento queda fuera del alcance del temario, si bien es posible programar tal velocidad en el caso de utilizar un variador de frecuencia y realizar un arranque controlado.

A partir del momento en que se haya alcanzado la velocidad de giro nominal de la bomba ($\alpha = 1$) todos los puntos A_i se encontrarán en la misma curva característica. Esto ocurre, en este caso, a partir del instante iL/a .

Los puntos B se encontrarán siempre sobre la curva resistente de la instalación. El punto de partida del transitorio es, en variables reducidas, el ($q = 0, h = H_g/H_0$) y el punto final el (1,1), pudiendo observarse como resulta amortiguado.

Dos consideraciones finales antes de concluir la presente exposición:

- a) Las presiones que se alcanzan en el arranque son superiores a las del régimen estacionario, y estos valores son tanto mayores cuanto más pendiente tengan las curvas características $H-Q$ de la bomba.
- b) Siempre resulta conveniente proceder a efectuar un arranque suave, tanto por reducir el efecto del transitorio hidráulico, como por el transitorio electromecánico. Dado que el arranque puede controlarse parece lógico emplear alguno de los procedimientos técnicos existentes para que ninguno de los elementos del sistema pueda perjudicarse. Entre dichos

métodos destacan la utilización de arrancadores estáticos, variadores de frecuencia y by-pass, entre los más usuales actualmente.

2.2 El arranque en bombas de pozo profundo.

En instalaciones como la detallada en la Figura VII.20, por otra parte muy frecuentes en la práctica, si admitimos que la velocidad de giro de régimen la alcanza el grupo en escasos segundos, lo que se corresponde con el caso más desfavorable, podemos encontrarnos con grandes sobrepresiones debidas a la acumulación de aire entre la válvula de retención, que actúa a modo de tapón, y el primer frente de agua que asciende rápidamente por la conducción vertical.

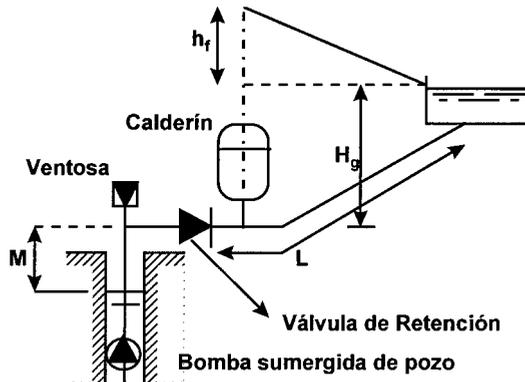


Figura VII.20. Esquema de un bombeo en un pozo profundo.

Obviamente el aire escapa a través de la ventosa y, aún en el supuesto de que se consiga evacuarlo totalmente, el choque del agua que asciende contra la inmensa columna estática aguantada por la válvula de retención puede generar ciertamente presiones notables.

Ante el problema planteado surgen dos cuestiones básicas:

- a) ¿Cuál es la máxima presión que puede llegar a alcanzarse?
- b) ¿Cuáles son los dispositivos de protección más adecuados?

Estas preguntas son de fácil solución, siempre y cuando se cumplan las siguientes condiciones:

- 1ª El aire es totalmente expulsado a través de la ventosa.
- 2ª El caudal permanece constante e igual a Q_0 (ver Figura VII.21) dado que la característica de la bomba es casi vertical.

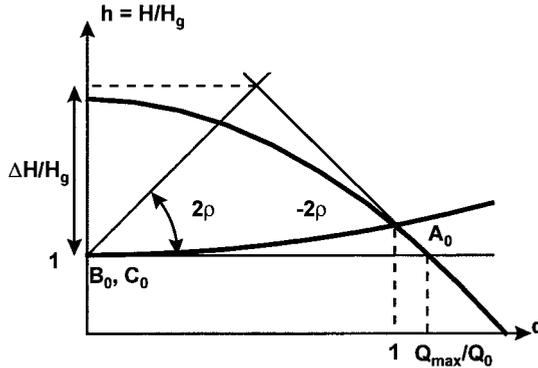


Figura VII.21. Máxima sobrepresión que puede generarse en la instalación objeto de estudio.

Destacando entre los dispositivos de protección expuestos para el caso de la parada de la bomba el by-pass y el calderín, como elementos más apropiados para proteger la instalación en el arranque brusco. En cuanto a la opción de arranque suave, solución más segura, se recomienda la utilización de arrancador estático o el uso de un variador de frecuencia.

En estas condiciones, el punto más desfavorable, puede considerarse que se corresponde con el punto medio de la tubería y, en consecuencia, el cálculo de la presión que allí se alcanza en un instante posterior, Δt , es función de las presiones en los puntos contiguos en $t = 0$.

Puede demostrarse que la máxima presión en dicho punto B, resulta:

$$\Delta H = \frac{aQ_{max}}{2gA_{tub}} \quad (39)$$

que constituye el peor de los casos, siempre y cuando se haya dado salida a todo el aire. De no ser así la sobrepresión sería mayor incluso.

Los problemas que se plantean en el estudio de impulsiones de este tipo son muy importantes por la problemática especial que suponen, desde el punto de vista del análisis del transitorio. En el caso anterior, debería instalarse una válvula en derivación (by-pass), una válvula motorizada u otros dispositivos de protección.

La mayoría de fabricantes suministran las electrobombas sumergibles con una válvula de retención incorporada (válvula de pie), y todos recomiendan su instalación a la salida de la bomba. La razón fundamental de esto reside en la conveniencia de evitar el flujo inverso en la máquina, que podría hacerla girar a una velocidad inversa próxima o incluso superior a la nominal, dado que la bomba se comportaría como turbina. Por el contrario, el responsable del mantenimiento y operación de la instalación de bombeo, prefiere que se vacíe la columna de agua, para aligerar considerablemente el peso del conjunto electrobomba-tubería. Debe por tanto, analizarse este problema y determinar la velocidad inversa alcanzada y la duración aproximada de esa situación adversa. Si se superaran los valores admisibles debería

seleccionar otro tipo de máquina, capaz de admitir ese giro inverso, aún siendo una solución más cara.

Aún habiéndose estudiado el caso más sencillo de una única bomba impulsora, pueden presentarse en estaciones de bombeo complejas (varias bombas asociadas en serie y/o paralelo, con parada de algunos -o todos- los grupos) cuyo estudio es más complejo, si bien no se requieren conceptos adicionales.