

IX. FUERZAS SOBRE ESTRUCTURAS POR OLEAJE

En el presente capítulo se presentan en forma condensada los fundamentos sobre el cálculo de las fuerzas que el oleaje ejerce sobre estructuras fabricadas por el hombre. El conocer con relativa exactitud dichas solicitaciones permite un adecuado diseño de las mismas (con un suficiente factor de seguridad pero sin una inversión innecesaria). Bajo la óptica de este capítulo, se considerará que las características fundamentales del oleaje de diseño son conocidas, con énfasis en cómo calcular las fuerzas que esta condición conocida ejerce sobre las estructuras. El que no se trate en el presente capítulo el tema de la selección del oleaje de diseño no indica de ninguna manera que este es un tema trivial; por el contrario, a pesar de que los diferentes reglamentos de construcción y prácticas profesionales establecidas obligan o sugieren el oleaje de diseño adecuado para diferentes regiones en el mundo, la realidad es que existe poca uniformidad y pruebas científicas al respecto. En este sentido, para estructuras de tipo novedoso no experimentado anteriormente, la selección del oleaje de diseño es aún muy controversial, y en cierto sentido todavía un *arte* y no una *ciencia*.

IX.1 INTRODUCCION.

Gran parte de las estructuras marinas se pueden clasificar en 2 tipos:

- a) Estan soportadas sobre pilas (o *patas* largas y cilíndricas) que son los únicos elementos interaccionando con el oleaje (plataformas marinas, muelles, etc).
- b) Obstruyen significativamente el paso del oleaje (muros de protección, rompeolas, etc.)

Algunas otras estructuras no se clasifican estrictamente en ninguna de estas dos categorías pero pueden ser analizadas con herramientas similar (por ejemplo: tanques sumergidos, plataformas flotantes, tuberías en el lecho marino, etc.).

Las fuerzas que el oleaje ejerce sobre las estructuras se puede clasificar

en:

- a) Fuerzas debido a oleaje no rompiente
- b) Fuerzas debido a oleaje rompiente

Las estructuras tipo (a), debido a que en general no presentan extensas áreas planas son diseñadas para oleaje no rompiente, mientras que las tipo (b) pueden, dependiendo de su localización, ser diseñadas para oleaje rompiente.

En este capítulo veremos los conceptos básicos necesarios para evaluar las fuerzas (y/o momentos) que actúan sobre estos dos tipos de estructuras y otras que pueden ser tratadas con herramientas similares.

IX.2 FUERZAS SOBRE PILAS.

La simple observación de oleaje incidente sobre una pila muestra un fenómeno complicado. Al acercarse la cresta de la ola a la pila se forma una sobrelevación del nivel cerca de la zona del lado de la incidencia similar a la formada en la proa de un barco al desplazarse a través del agua y al mismo tiempo existe una estela (flujo separado) en la zona posterior, como se muestra en la parte (a) de la fig. IX.1. El tratamiento analítico de esta estela no es aún práctico y se requiere de evidencia experimental. Mas aún, al pasar la cresta (e invertirse la dirección local del flujo en dirección opuesta a la incidencia) la sobrelevación aparece en el lado posterior, la estela es arrastrada hacia el otro lado y se forma una nueva separación en la cara anterior, parte (b) de la fig. IX.1. Obviamente, el fenómeno se ataca con una combinación de herramienta analítica y experimental y requiere de algunas suposiciones simplificadoras.

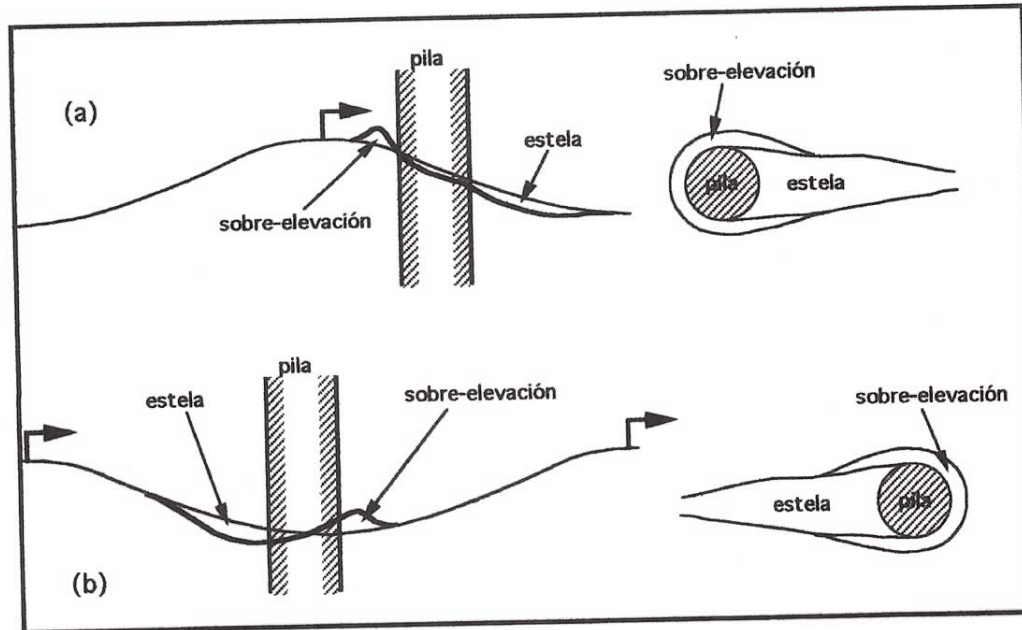


Fig.IX.1. Perfil y planta de oleaje pasando por una pila: (a) cuando la cresta se encuentra cerca de la pila, (b) cuando el valle se encuentra cerca de la pila.

Las fuerzas sobre la pila para oleaje no rompiente (o sea fuerzas no impulsivas) se obtiene a través de la integración del campo de presiones en el fluido sobre la superficie de la pila. Cuando las dimensiones de la pila son suficientemente pequeñas para no afectar apreciablemente el oleaje (por reflexión o difracción) que incide sobre ella, este campo de presiones se puede obtener exclusivamente del oleaje incidente.

IX.2.1 Pila en flujo potencial.

Consideremos por conveniencia una sección de la pila lejos de la superficie libre, y un sistema de coordenadas cilíndrico. La ecuación de Laplace en este sistema es

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{IX-1})$$

con

$$u_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r}; \quad u_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}; \quad u_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (\text{IX-2})$$

Una solución a esta ecuación que es uniforme en la vertical z es

$$\phi(r,\theta) = u_{\infty}(t) r \left(1 - \frac{\partial\phi}{\partial r} \right) \cos \theta \quad (\text{IX-3})$$

donde u_{∞} es la velocidad del flujo uniforme lejos de la pila, que estamos permitiendo sea variable en el tiempo, y $r=a$ define la superficie impermeable de la pila cilíndrica circular, sobre la que

$$u_r(a,\theta) = - \left. \frac{\partial\phi}{\partial r} \right|_{r=a} = 0 \quad (\text{IX-4})$$

Puesto que estamos interesados en una pila inmersa en un campo oscilatorio de velocidad horizontal consideraremos la variación de $u_{\infty}(t)$ como sinusoidal con período T .

El flujo instantáneo alrededor del cilindro, muy conocido de la mecánica de fluidos, no tiene zonas de separación y es simétrico con respecto a la dirección de incidencia. Dicho campo se esquematiza, a través de las líneas de flujo, en la fig. IX.2.

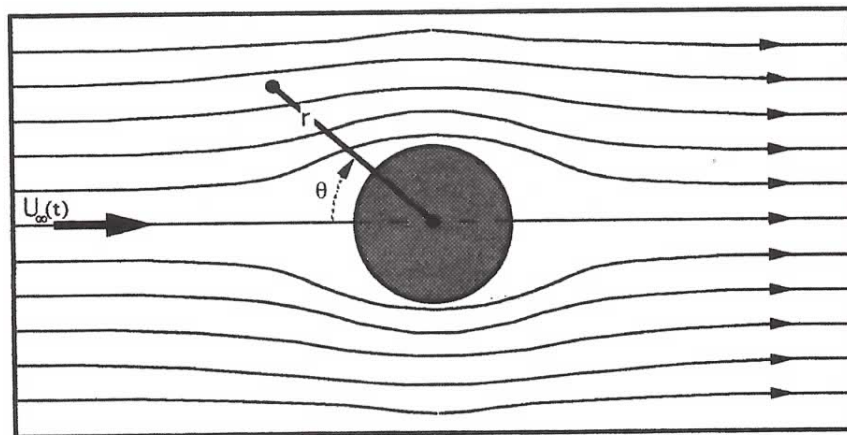


Fig.IX.2. Flujo potencial alrededor de una pila cilíndrica.

Para calcular el campo de presiones alrededor de la pila se utiliza la ecuación de Bernoulli (versión de flujo no permanente), aplicada entre la pared del cilindro y $r=l_{\infty}$, $\theta=0$, siendo este último un punto

suficientemente lejos del cilindro para tener el flujo sin influencia de éste, $u_{\infty}(t)$.

$$\left[\frac{p(r,\theta)}{\rho} + gz + \frac{u_r^2 + u_{\theta}^2}{2} - \frac{\partial\phi}{\partial t} \right]_{r=a} = \left[\frac{p(r,\theta)}{\rho} + gz + \frac{u_r^2 + u_{\theta}^2}{2} - \frac{\partial\phi}{\partial t} \right]_{\substack{r=1 \\ \theta=0^{\infty}}} \quad (\text{IX-5})$$

de donde

$$p(a,\theta) - p(1_{\infty},0) = \rho \left[\left(\frac{u_r^2 + u_{\theta}^2}{2} \right)_{\substack{r=1 \\ \theta=0^{\infty}}} - \left(\frac{u_r^2 + u_{\theta}^2}{2} \right)_{r=a} + \left(\frac{\partial\phi}{\partial t} \right)_{r=a} - \left(\frac{\partial\phi}{\partial t} \right)_{\substack{r=1 \\ \theta=0^{\infty}}} \right] \quad (\text{IX-6})$$

que representa la diferencia de presiones entre la superficie del cilindro y la zona no afectada por éste.

Obsérvese que $u_r^2 + u_{\theta}^2$ es el cuadrado de la magnitud del vector velocidad total. Dicha magnitud del vector velocidad total, valuado en $r=1_{\infty}$, $\theta=0$, es igual a u_{∞} , mientras que sobre la superficie del cilindro, $r=a$, donde la velocidad radial es cero, adquiere un valor $2u_{\infty} \sin(\theta)$. Este último valor, muy conocido en la mecánica de fluidos con flujo potencial (ver por ejemplo Streeter y Wylie, 1979), tiene un valor cero en los puntos de estancamiento ($\theta=0^{\circ}$ y $\theta=180^{\circ}$) con un máximo del doble de la velocidad del flujo libre en los puntos $\theta=\pm 90^{\circ}$. Esto se muestra esquemáticamente en la fig. IX.3, donde la velocidad total se representa a través del tamaño y dirección de los vectores.

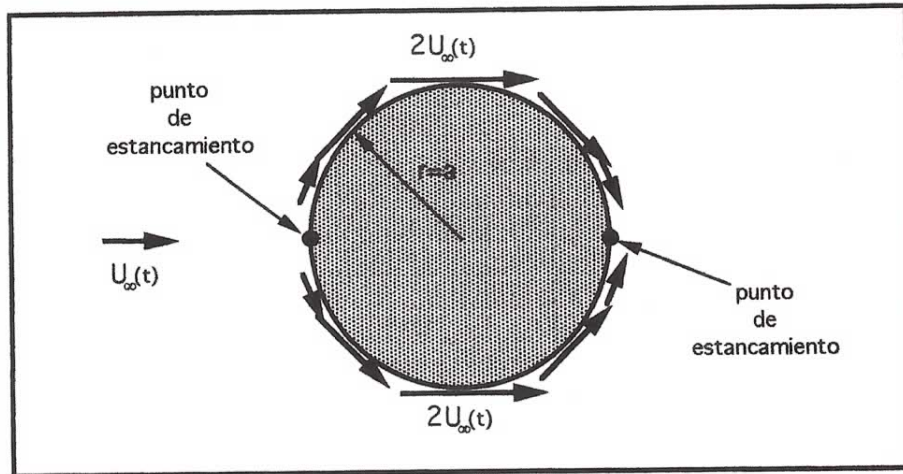


Fig. IX.3. Esquema de velocidades de flujo sobre la superficie de la pila para flujo potencial.

El potencial de velocidades para el flujo alrededor de un cilindro es

$$\phi(r,\theta) = u_\infty(t) \left[r + \frac{a^2}{r} \right] \cos \theta \quad (\text{IX-7})$$

que particularizado a $r=l_\infty$, $\theta=0$ es

$$\phi(l_\infty,0) = u_\infty(t) l_\infty \quad (\text{IX-8})$$

donde términos de orden a/l_∞ se han despreciado. Particularizado a $r=a$ es

$$\phi(a,\theta) = 2a u_\infty(t) \cos \theta \quad (\text{IX-9})$$

Considerando la información anterior y las ecs. IX-2, substituyendo a u_r , u_θ y ϕ en la ec. IX-6

$$p(a,\theta) - p(l_\infty,0) = \quad (\text{IX-10})$$

$$\rho \left[\frac{u_\infty^2(t)}{2} (1-4\text{sen}^2\theta) + 2a \frac{du_\infty}{dt} \cos\theta - l_\infty \frac{du_\infty}{dt} \right]$$

Se observa un término que depende de la velocidad $u_\infty(t)$ y otros dos que

dependen de la aceleración du_{∞}/dt . Al primero, a pesar de tratarse de una variable en el tiempo, debido a que en forma instantánea depende solo del valor de u_{∞} se le llama término *permanente* y a los otros se les llama términos *no permanentes*.

Ahora examinemos cada uno de ellos por separado.

a) Aportación del término *permanente* o fuerza de arrastre (*drag* en inglés), en dirección del avance del oleaje

La fuerza por unidad de longitud de la pila a la altura z se encuentra integrando la distribución de presiones $p(a,\theta)$ alrededor de la pila. La componente en dirección del avance del oleaje es la que debe ser considerada en esta integración (de donde proviene el factor $\cos\theta$ en la ecuación siguiente). El área diferencial sobre el cilindro (de altura en z unitaria) es $a d\theta$. Así pues, la aportación del término *permanente* es

$$df_D = \int_0^{2\pi} p_D(a,\theta) \cos\theta a d\theta = \tag{IX-11}$$

$$= \int_0^{2\pi} \left[\frac{\rho u_{\infty}(t)}{2} (1 - 4\text{sen}^2\theta) + p(1_{\infty},0) \right] a \cos\theta d\theta$$

que al integrar resulta en

$$df_D = 0 \tag{IX-12}$$

esto es, debido a la simetría de las presiones la fuerza neta de arrastre en estas condiciones ideales es cero. La presión alrededor de la pila se puede observar esquemáticamente en la fig. IX.4.

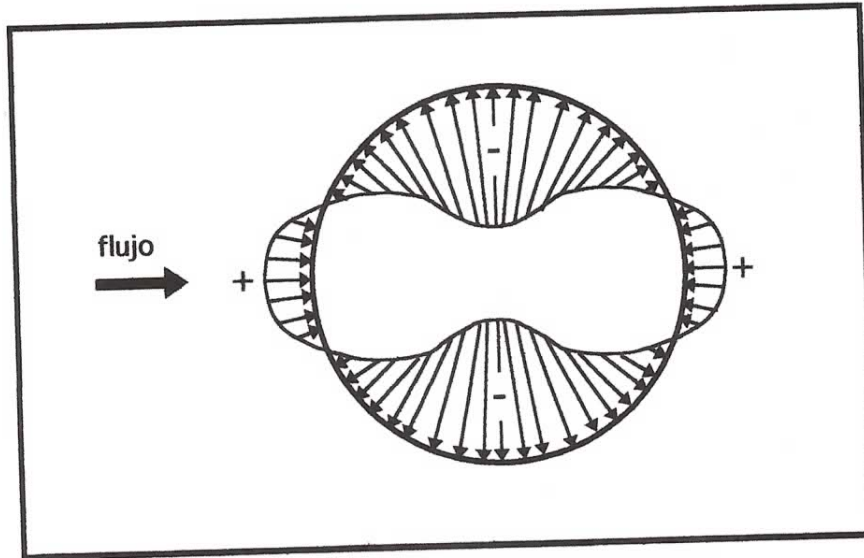


Fig.IX.4. Esquema de distribución de presiones alrededor de una pila inmersa en flujo potencial.

b) Aportación del término *no permanente* o fuerza de inercia.

De similar manera, la fuerza de inercia por unidad de longitud de la pila, en cuanto a su componente en dirección de propagación de las olas, a la altura z se calcula como

$$\begin{aligned}
 df_I &= \int_0^{2\pi} p_I(a, \theta) \cos\theta \, a \, d\theta = \\
 &= \int_0^{2\pi} \rho \frac{du_\infty(t)}{dt} 2a^2 \cos^2\theta \, d\theta \\
 &\quad - \int_0^{2\pi} \rho \frac{du_\infty(t)}{dt} l_\infty \cos\theta \, d\theta
 \end{aligned} \tag{IX-13}$$

donde el término $p(l_\infty, 0)$ no se considera aquí puesto que ya fue considerado en su totalidad en la ec.IX-11. El segundo término al integrarse da cero, no aportando ninguna fuerza neta, sin embargo el primero produce

$$df_I = 2\Pi\rho a^2 \frac{du_\infty}{dt} \quad (\text{IX-14})$$

válida para pilas circulares. Nótese que Πa^2 representa el volúmen de esta sección unitaria de pila, por lo que se puede expresar como

$$df_I = 2\rho V \frac{du_\infty}{dt} \quad (\text{IX-15})$$

La expresión general para objetos cilíndricos no circulares es

$$df_I = C_M \rho V \frac{du_\infty}{dt} \quad (\text{IX-16})$$

donde para un cilindro circular $C_M = 2.0$. Nótese que esto implica que df_I es la fuerza necesaria para acelerar 2 veces (o C_M veces en el caso general) el volúmen de agua desplazado por la pila. El volúmen por arriba de V , o sea $(1-C_M)V$ se refiere a la masa aumentada de fluído por sobre la desplazada por el objeto que en promedio se acelera du_∞/dt debido a la presencia del objeto. En este sentido se acostumbra expresar

$$C_M = 1 + k_m \quad (\text{IX-17})$$

donde k_m es el coeficiente de masa aumentada. Se puede demostrar (ver Dean y Dalrymple, 1984) que la aportación $\rho V(du_\infty/dt)$ (el coeficiente 1 en C_M) se debe al gradiente de presiones en dirección de $u_\infty(t)$ de manera similar a la fuerza de flotación producida por el gradiente vertical de presiones en un objeto sumergido. La parte $k_m \rho V(du_\infty/dt)$ se debe a la perturbación en el flujo (como se manifiesta por las líneas de flujo) debido a la presencia del objeto donde k_m depende de la forma de dicho objeto. En todos los casos C_M tiene que ser mayor que 1.

IX.2.2 Pila en un flujo real.

En flujos reales, y salvo en los casos de velocidades u_∞ muy pequeñas el flujo se separa detrás de la pila formándose una estela dentro de la cual

la presión es prácticamente constante. La distribución de presiones alrededor de la pila depende del número de Reynolds asociada a la pila

$$R = \frac{u_{\infty} D}{\nu} \quad (\text{IX-18})$$

donde D es el diámetro de la pila, además de la rugosidad de su superficie puesto que el punto de separación depende de estos parámetros. Distribuciones de presión reales se pueden observar en la fig. IX.5, donde se compara con la distribución para flujo con potencial.

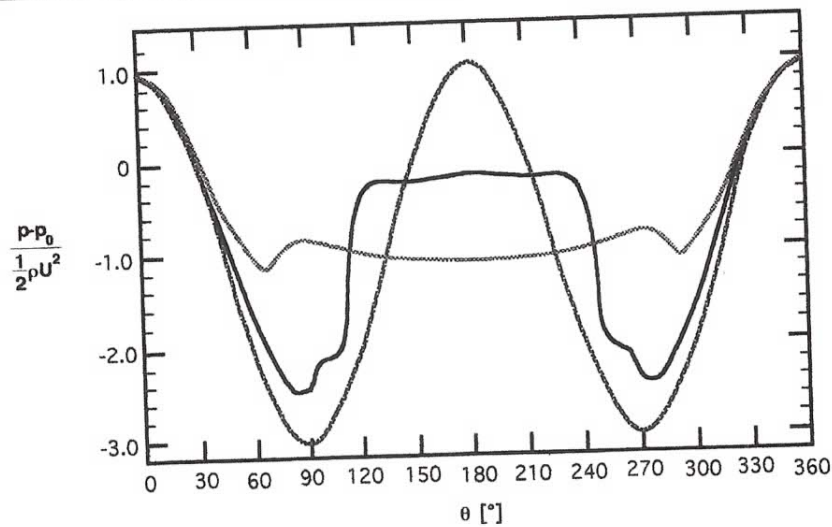


Fig. IX.5. Comparación entre las distribuciones de presión alrededor de una pila circular para los casos:

- flujo potencial (teórico)
 - $R=6.7 \times 10^5$ (experimental)
 - $R=1.9 \times 10^5$ (experimental)
- Fuente: Dean y Dalrymple (1984).

De esta figura se deduce que la distribución de presiones esta aceptablemente bien descrita por la teoría potencial desde $\theta = 0$ hasta el punto de separación con $\theta = \theta_s$, a partir del cual la presión es aproximadamente constante hasta $\theta = 180^\circ$, siendo simétrica del otro lado. Como puede observarse esta presión de estela, p_{estela} , depende de R. De esta manera la integración alrededor de la pila en flujos reales para la fuerza de arrastre debe ser