

• JUNTA DE INVESTIGACIONES TÉCNICAS DEL CONSEJO DE OBRAS PÚBLICAS •

UNA POSIBLE EXPLICACIÓN DEL FENÓMENO DE LAS MAREAS • TEORÍA OSCILATORIOCENTRÍFUGA •

POR RAMÓN IRIBARREN CAVANILLES, INGENIERO DE CAMINOS

El presente artículo viene a ser una aclaración o ampliación de los anteriores, en que expone el autor su teoría ondulatoriocentrífuga, y refleja su modo actual de entender este amplio y complejo tema, llegando a obtener un planisferio que puede, a su juicio, explicar la forma general de generación y propagación del fenómeno de las mareas.

Como aclaración de lo expuesto en relación con los sistemas oscilatoriocentrífugos apoyados en las costas y cuyas plataformas comprenden, es interesante hacer observar que pueden poseer una admirable facultad de adaptación a las semilongitudes de ondas $L = T \sqrt{gH}$ que resulten como submúltiplos de las diversas pero determinadas distancias a que pudieran encontrarse, en cada caso particular, las costas límites reflejantes.

Basta, en efecto, que la anchura transversal en que realmente se establezca la oscilación longitudinal varíe, para que, variando la profundidad media, H , del sistema, pueda éste modificar su longitud L .

No hay que olvidar que, como se ha explicado anteriormente, la reducción de amplitudes de oscilaciones de resonancia, a medida que nos alejamos de dicha costa de apoyo longitudinal, pueden reducir aún más la anchura de la zona en que realmente se establezca la oscilación, y, por lo tanto, su profundidad media.

Para cualquier forma del fondo real, y en particular para la forma supuesta en las secciones transversales de las figuras 10, 11 y 12, cuyas anchuras de plataforma costera y rampa de bajada se han supuesto de 100 Km., puede determinarse, a base de las ideas expuestas para el cuadrilátero de avance, en la REVISTA DE OBRAS PÚBLICAS de enero de 1941, en cuyas figuras 2.^a y 3.^a se ha deslizado un error, pues $L = m p = n q$, la forma del fondo virtual correspondiente a cada período $2T$ conocido.

Por ejemplo: en el caso de las figuras citadas, y para la onda semidiurna de marea $T \simeq 22\,350$ s., podemos determinar la profundidad virtual correspondiente al punto 0 de la costa, cuya profundidad real es nula.

Si empezamos por suponer que la profundidad

media de su cuadrilátero de avance, de anchura L , es, por exceso, $H = 4\,000$ m., determinamos:

$$\frac{L}{2} = \frac{T}{2} \sqrt{gH} = 2\,215 \text{ Km.},$$

y obtenemos la profundidad media:

$$H = \frac{2\,015 \times 4\,000 + 100 \times 1\,900 + 100 \times 100}{2\,215} = 3\,725 \text{ m.}$$

que es inferior a la supuesta $H = 4\,000$ m. No es necesario recordar que, dado el grado de aproximación en que nos movemos, efectuamos las operaciones con la regla de cálculo.

Para dicha nueva profundidad media supuesta, $H = 3\,725$ m., y su cuarto de longitud correspondiente, $\frac{L}{2} = 2\,135$ Km., volvemos a determinar su profundidad media:

$$H = \frac{1\,935 \times 4\,000 + 100 \times 1\,900 + 100 \times 100}{2\,135} \simeq 3\,720 \text{ m.}$$

que, por ser aproximadamente igual a la supuesta, nos indica que es aceptable.

Obtenemos, en definitiva, que en lugar de la profundidad real, nula en la costa, su profundidad virtual resulta ser de 3 720 m.

Determinándose así cuantos puntos se deseen, puede dibujarse el fondo virtual, que de 3 720 m. de profundidad, en dicha costa, baja a 4 000 m., a los $\frac{L}{2} + 200 = 2\,415$ Km. de ella.

Es este fondo virtual, o sean sus profundidades en cada punto y no las reales, como admiten algunos autores, las que determinan la longitud, celeridad y demás características de la onda, en cada uno de los citados puntos considerados.

Este método, suficientemente aproximado para la mayoría de las necesidades prácticas, tiene la

ventaja sobre otros más aproximados, teórica pero sólo aparentemente, de que se puede aplicar, incluso en dos dimensiones en planta, determinando las curvas batimétricas virtuales, aun en el frecuente caso de que la compleja forma del fondo no sea posible de definir analíticamente, pues, aun en este frecuente caso, siempre se pueden determinar las profundidades medias de cuantos cuadriláteros de avance se supongan, para efectuar su comprobación por tanteos.

Aun cuando, en el sencillo y esquemático ejemplo anteriormente expuesto, fácilmente pudiera determinarse analíticamente la ley de variación de las profundidades y, como consecuencia de ello, un sencillo sistema de ecuaciones:

$$\begin{cases} L = 22350 \sqrt{gH} \\ H = \frac{(L - 200) 4000 + 100 \times 1900 + 100 \times 100}{L} \end{cases}$$

nos determinaría la profundidad virtual buscada, H , y su semilongitud correspondiente, L , hemos preferido operar, como ejemplo, por tanteos, por ser éste el método general para cualquier forma del fondo.

Es conveniente aclarar que dicho método se refiere a los casos generales en los que la amplitud vertical de la ondulación u oscilación es apreciable en toda la extensión del cuadrilátero de avance, pero en el caso particular de las oscilaciones longitudinales apoyadas en las costas que nos ocupan, y que, por las razones ya expuestas anteriormente, disminuyen rápidamente de altura a medida que nos alejamos de dichas costas de apoyo, el borde exterior, u oceánico, de dicho cuadrilátero, queda imprecisamente situado, pues mal se puede determinar dónde termina, prácticamente, una oscilación dentro de una extensa zona en la que su amplitud es casi nula y que, debido a ello, poca influencia puede tener en la marcha general del fenómeno.

En el caso de estas oscilaciones longitudinales, concentradas por resonancia en la zona costera, puede incluso disminuir la longitud de las costas límites re-

flejantes, haciéndose menor que $\frac{L}{2}$ y permitiendo aún

la existencia de, relativamente, intensas oscilaciones.

Debido a todo ello, es lógico que la anchura práctica de los sistemas oscilatoriocentrífugos pueda ser

menor que $\frac{L}{2}$, reduciéndose su longitud media apro-

ximada, o semilongitud de onda, a los $L \simeq 3900$ Km. observados, y llegándose, incluso, a la posibilidad de los reducidos sistemas, que a continuación denominaremos costeros, aun sobre plataformas también de

menor anchura que $\frac{L}{2}$.

Cuanto más reducida sea su anchura, más delica-

do será el establecimiento del sistema oscilatoriocentrífugo, pues más exacta ha de ser su resonancia longitudinal costera para permitir que disminuya más rápidamente su altura al alejarse de la costa, o sea de dicha resonancia exacta.

Por el contrario, si la separación de las costas límites reflejantes lo exige y su gran longitud lo permite, no hay nada que se oponga a que la resonancia longitudinal se establezca más bien en las profundas zonas oceánicas virtuales, distantes de la costa de

apoyo casi la $\frac{L}{2}$ oceánica, o sea, en nuestro ejemplo,

a distancias comparables con $\frac{L}{2} \simeq 2215$ Km., que en

las costeras, dando lugar a los amplios sistemas oscilatoriocentrífugos que denominaremos oceánicos.

Resumiendo: Para grandes amplitudes transversales, la profundidad media del sistema oscilante puede llegar a ser casi igual a las grandes profundidades medias oceánicas que, en zonas batiales, alejadas de las costas, pudieran llegar, e incluso rebasar, los 4000 m., llegando a rebasar la semilongitud

$$L = T \sqrt{g h} = 22350 \sqrt{g \times 4000} \simeq 4430 \text{ Km.}$$

en estos extremos casos en los que las plataformas costeras apenas modifican dichas grandes profundidades medias batiales. Estos amplios sistemas oscilatoriocentrífugos son los que pudieran denominarse oceánicos.

En el otro caso extremo, o sea aquel en el que la oscilación transversal se reduzca, prácticamente, a la plataforma costera, cuya profundidad media aproximada hemos supuesto del orden de los 100 metros, la distancia entre los vientres del sistema sería:

$$L \simeq 22350 \sqrt{g \times 100} = 700 \times 10^3 \text{ m.} = 700 \text{ Km.}$$

Estos reducidos sistemas los denominaremos costeros.

Entre estos dos límites extremos, y aun más allá, pudieran variar los interesantes y básicos sistemas oscilatoriocentrífugos intermedios, estudiados en las figuras 10, 11, 12 y 13, y que denominaremos oceánicocosteros.

Aunque en estos interesantes sistemas oceánicocosteros, en los que, repetimos, la amplitud de la oscilación longitudinal originaria tiende a disminuir por aumentar las profundidades medias y disminuir la resonancia a medida que nos alejamos de la costa de apoyo, es lógico que su anchura transversal tienda a reducirse a su mínimo posible, no hay razón alguna para que, en los amplios y profundos sistemas oceánicos en los que por suponer poco o nada sus plataformas costeras, apenas varían las profundidades medias de sus zonas oceánicas, dicho límite mínimo, sólo necesario para que la oscilación longitudinal ori-

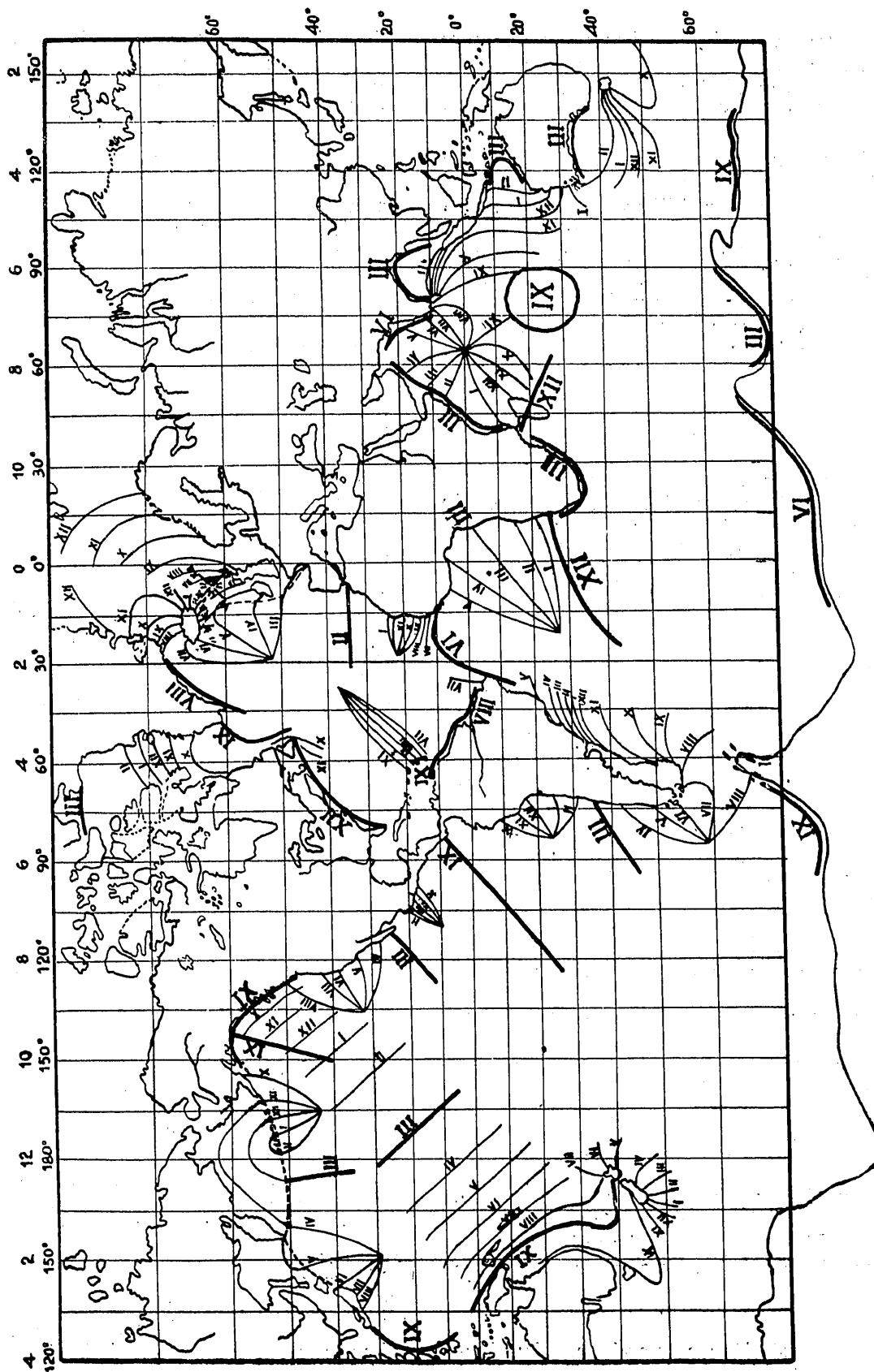


Fig. 16. — Planisferio general de sistemas oscilatoriocentrífugos.

ginaria pueda establecerse francamente, no sea rebasado ampliamente por exceso, siempre que la separación entre las costas límites reflejantes, o su división en las partes correspondientes a cada sistema constitutivo de la cadena, así lo exija y la longitud de dichas costas límites reflejantes lo permita.

Pudiera, por lo tanto, en este caso extremo, darse origen a los sistemas oscilatoriocentrífugos propiamente oceánicos similares a los oceánicocosteros estudiados, pero con la esencial diferencia, en el caso de

que su semianchura sea francamente mayor que $\frac{L}{2}$,

de que su oscilación transversal se invierta de fase en relación con las fuerzas centrífugas que la originan, invirtiéndose también el sentido de giro de las cotidales, que sería el destrorsum en el hemisferio Norte y el sinistrorsum en el Sur.

Tanto estos sistemas oceánicos como los oceánicocosteros pueden emitir, por su lado abierto hacia los océanos, ondas progresivas de pequeña altura, pero que pudieran perturbar las mareas de otras costas.

A base de los lógicos resultados expuestos, puede admitirse la existencia de una cadena oscilatoria Atlánticoantártica, compuesta de tres sistemas que desde las amplias costas de América del Norte, a las que corresponde la hora XII, llegue a las del Continente Antártico a la hora VI, siendo sus dos vientres intermedios, indicados en la figura 16, el comprendido entre los salientes de las costas de Africa y América, de hora cotidal VI, y el de hora XII, situado frente a la zona Suroeste de Africa.

De estos tres sistemas oscilantes, el central puede ser oscilatoriocentrífugo oceánico, del tipo que acabamos de describir, por exigirlo así sus grandes dimensiones longitudinales, del orden de los 38° ó 4 250 kilómetros, y permitirlo la gran longitud de las costas límites reflejantes de la cadena, o sean las de América del Norte y Continente Antártico.

Llegando las longitudes reflejantes de dichas costas a cerca de 3 500 Km., y siendo la oscilación transversal centrífuga del cuarto de la longitud de onda por reflejarse en la costa, denominada de apoyo, que sólo existe por uno de sus lados, el centro del sistema estará situado a una distancia de estas costas de apo-

yo $\frac{L_t}{2} \simeq 3\,500$ Km., por lo que siendo la anchura

transversal $L_t \simeq 7\,000$ Km., mayor que las longitudes que corresponden a la resonancia y que son del orden de los 4 250 Km. indicados, estaremos, como se ha dicho, en presencia de una oscilación transversal de fase opuesta a la de su causa centrífuga, dando origen al sentido sinistrorsum en el hemisferio Sur. La

sencilla ecuación $L = 4\,250 \times 10^8 = 22\,350 \sqrt{gH}$, nos da, como antes, la profundidad media aproxima-

da $H \simeq 3\,640$ m., muy aceptable para esta zona del Atlántico Sur.

Además, este sistema central será oscilatoriocentrífugo puro, por permitirlo así su costa continua, de apoyo, del Continente Africano.

En cambio el sistema Norte de esta cadena Atlántico-Antártica, debido a la discontinuidad de su costa de apoyo lateral, constituida precisamente en su zona central o de máximo apoyo por las Antillas, no será puro o apoyado, sino que participará también de las características de los sistemas que a continuación estudiamos y que denominamos oscilatoriocentrífugos libres.

Estando situados dichos dos sistemas, Norte y Central, a ambos lados del Ecuador, y teniendo sus costas de apoyo por lados opuestos, no es posible resonancia alguna perturbadora originada por las diferencias de altura y fase de las oscilaciones centrífugas a lo largo de las referidas costas de apoyo, y además, siendo las horas cotidales de XII a VI a lo largo de la costa africana, y de VI a XII en las costas americanas del otro lado, no existe dificultad alguna para su simultáneo apoyo en la línea ventral común, de hora VI, que une ambas costas.

Debido también a que su apoyo lateral es discontinuo, precisamente en dicha zona central de las Antillas, el sistema Norte resulta débilmente centrífugo, con su correspondiente concentración de cotidales en las referidas islas, y en cambio el sistema central resulta más fuertemente centrífugo, a pesar de su menor latitud, por apoyarse en la continua y concava costa africana.

El tercer sistema de esta cadena Atlántico-Antártica, o sea el Sur, comprendido entre la zona Suroeste de Africa y el Continente Antártico, no corresponde a los tipos que hemos denominado oscilatoriocentrífugos, que requieren una costa lateral de apoyo, sino que, por estar abierto por ambos lados, constituye la que denominaremos oscilación estacionaria centrífuga libre; o sistemas oscilatoriocentrífugos libres, que vamos a explicar:

Si no se tiene en cuenta la acción de la fuerza centrífuga compuesta, son sabidas las ecuaciones generales de los siguientes movimientos:

Onda progresiva que avanza según el sentido positivo del eje y :

$$\begin{cases} x = x_0 \\ y = y_0 + r_1 \sin \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L} \right) \\ z = z_0 - r_1 \cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L} \right) \end{cases}$$

siendo los semiejes orbitarios:

$$r_1 = h \frac{\text{ch } \pi \frac{H-z_0}{L}}{\text{sh } \pi \frac{H}{L}}$$

$$r'_1 = h \frac{\text{sh } \pi \frac{H-z}{L}}{\text{sh } \pi \frac{H}{L}}$$

Onda progresiva de las mismas características, pero que avanza según el sentido negativo del eje y:

$$\begin{cases} x = x_0 \\ y = y_0 + r_1 \sin \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y_0}{L} \right) \\ z = z_0 + r'_1 \cos \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{z_0}{L} \right) \end{cases}$$

con los mismos semiejes orbitarios.

La superposición de ambos pequeños movimientos da lugar a la onda estacionaria cuyas ecuaciones son:

$$\begin{cases} x = x_0 \\ y = y_0 + r_1 \left[\sin \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L} \right) + \sin \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y_0}{L} \right) \right] = \\ = y_0 + 2 r_1 \sin \pi \frac{t}{T} \cos \pi \frac{y_0}{L} ; \\ z = z_0 - r'_1 \left[\cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L} \right) - \cos \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y_0}{L} \right) \right] = \\ = z_0 - 2 r'_1 \sin \pi \frac{t}{T} \sin \pi \frac{y_0}{L} ; \end{cases}$$

que son las empleadas ya anteriormente para la determinación del punto anfdrómico de la figura 9.^a

Si, como es obligado para grandes extensiones oceánicas, tenemos en cuenta la interesante y decisiva acción de la fuerza centrífuga compuesta, las ecuaciones del que hemos denominado movimiento elíptico centrífugo libre de la onda progresiva, o movimiento ondulatorio centrífugo libre, que avanza según el sentido positivo del eje y, deducidas al principio de este estudio general, son:

$$\begin{cases} x = x_0 - r_1 \sin \lambda \cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right) \\ y = y_0 + r_1 \sin \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right) \\ z = z_0 - r'_1 \cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right) \end{cases}$$

siendo ahora los semiejes arbitrarios:

$$r_1 = h' \frac{\text{ch } \pi \frac{H-z_0}{L'}}{\text{sh } \pi \frac{H}{L'}}$$

$$r'_1 = h' \frac{\text{sh } \pi \frac{H-z_0}{L'}}{\text{sh } \pi \frac{H}{L'}}$$

por ser, en este caso, ampliadas la semialtura

$$h' = \frac{h}{\sqrt{N}} \text{ y la semilongitud de onda } L' = \frac{L}{\sqrt{N}},$$

valiendo $N = 1 - \sin^2 \lambda$, según se dedujo allí, para las mareas semidiurnas, en la latitud λ .

Análogamente, las ecuaciones de la onda progresiva, de las mismas características, pero que avanza según el sentido negativo del eje y, serán:

$$\begin{cases} x = x_0 - r_1 \sin \lambda \cos \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y_0}{L'} \right) \\ y = y_0 + r_1 \sin \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y_0}{L'} \right) \\ z = z_0 + r'_1 \cos \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y_0}{L'} \right) \end{cases}$$

Las ecuaciones de la onda estacionaria u oscilación centrífuga libre que se obtiene por superposición de estos pequeños movimientos, serán:

$$\begin{cases} x = x_0 - r_1 \sin \lambda \left[\cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right) + \cos \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y_0}{L'} \right) \right] = \\ = x_0 - 2 r_1 \sin \lambda \cos \pi \frac{t}{T} \cos \pi \frac{y_0}{L'} ; \\ y = y_0 + r_1 \left[\sin \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right) + \sin \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y_0}{L'} \right) \right] = \\ = y_0 + 2 r_1 \sin \pi \frac{t}{T} \cos \pi \frac{y_0}{L'} . \\ z = z_0 - r'_1 \left[\cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right) - \cos \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y_0}{L'} \right) \right] = \\ = z_0 - 2 r'_1 \sin \pi \frac{t}{T} \sin \pi \frac{y_0}{L'} . \end{cases}$$

Es fácil ver que las trayectorias moleculares son elípticas en planta, y que los vientres verticales $y_0 = \pm \frac{L}{2}$ son nodos horizontales, así como los nodos verticales $y_0 = 0$ son vientres horizontales, en los que

la semiamplitud horizontal del movimiento adquiere su valor máximo $2r_1 \sin \lambda$, por lo que, para que este movimiento pueda establecerse, es preciso que, como en el caso que nos ocupa, el sistema oscilante esté abierto por ambos lados, especialmente por sus zonas centrales.

Resulta también interesante hacer resaltar que, en los movimientos libres lateralmente, tanto ondulatorios o progresivos como oscilatorios o estacionarios, la semilongitud real de onda o distancia entre vientos es:

$$L' = \frac{L}{\sqrt{N}} = \frac{L}{\sqrt{1 - \sin^2 \lambda}}$$

y no la que pudiéramos denominar virtual o semilongitud L , que correspondería al caso de no existir la fuerza centrífuga compuesta o estar el sistema apoyado lateralmente, por lo que la profundidad media no se deducirá de la expresión, errónea en estos casos, $L' = T \sqrt{gH}$, sino de $L = T \sqrt{gH}$, de donde $H = \frac{L^2}{gT^2}$.

Como consecuencia de esto, siendo la longitud real observada del sistema libre Sur que nos ocupa, $L' = 52^\circ \simeq 5\,780$ Km., y correspondiéndole una latitud media aproximada $\lambda = 42^\circ$, obtenemos su longitud virtual:

$$L = 5\,780 \sqrt{1 - \sin^2 42^\circ} \simeq 4\,300 \text{ Km.},$$

a la que corresponde una profundidad media aproximada:

$$H = \frac{4\,300^2}{22\,350^2 g} = 3\,780 \text{ m.},$$

que es aceptable para esta zona Antártica.

Participando, como hemos dicho, el sistema Norte de las características de ambos tipos de sistemas libres y apoyados, suponiendo por esta causa su latitud media aproximada, $\lambda = 30^\circ$, algo menor que la real de su centro, y siendo su longitud real observada, $L' = 45^\circ \simeq 5\,000$ Km., obtenemos, por el mismo procedimiento, su longitud virtual, $L = 4\,340$ Km., y su profundidad media aproximada, $H = 3\,840$ m., que es aceptable para esta zona del Atlántico Norte.

Siendo la longitud media de cada uno de los tres sistemas Atlántico-Antártico estudiados:

$$L = \frac{45^\circ + 38^\circ + 52^\circ}{3} = 45^\circ = 5\,000 \text{ Km.};$$

si nouviésemos en cuenta, en la forma demostrada, la acción de la fuerza centrífuga compuesta, obtendríamos una profundidad media:

$$H = \frac{5\,000^2}{22\,350^2 g} = 5\,100 \text{ m.},$$

que es inadmisibles, lo que nos comprueba la teoría ex-

puesta así como la decisiva acción de dicha fuerza centrífuga.

El sistema oscilatorio-centrífugo libre que nos ocupa, que desde África se extiende hasta el Continente Antártico, puede, a su vez, extenderse por el otro lado de las costas africanas, hasta el canal de Mozambique, formando parte de otra cadena de dos sistemas, el otro de los cuales se extendería desde la zona de dicho canal, a cuyo vientre le correspondería la hora XII, hasta las costas occidentales de la India, a las que corresponde la hora VI.

Dentro del grado de aproximación en que nos movemos, podemos admitir que las longitudes respectivas de estos dos sistemas, el abierto o libre del Sur, cuya latitud media se aproxima a 42° , y el apoyado del Norte, o mejor dicho, ecuatorial, son también $52^\circ \simeq 5\,780$ Km., y $38^\circ \simeq 4\,250$ Km., a las que corresponden las profundidades medias halladas anteriormente, de $3\,780$ m. y $3\,640$ m., que son también aquí, aproximadamente, aceptables. A esta cadena la denominaremos Antártico-Índica. Su sistema Norte tiene una latitud central casi nula, lo que, junto con la baja latitud del golfo de Bengala y de la zona entrante del Océano Índico comprendida entre las islas de la Sonda y la costa Noroeste de Australia, puede ser causa de que estas tres excepciones sean casi las únicas en las que la simple oscilación, no centrífuga, pueda establecerse, pero en modo alguno puede admitirse, como se hace en la teoría anfidrómica, que ésta sea la ley general para extensas oscilaciones oceánicas.

Además de la baja latitud de estas tres zonas oscilantes, hay otra interesante razón por la cual se deduce que las oscilaciones en ellas establecidas no son del tipo que hemos denominado oscilatorio-centrífugas puras, o sea, apoyadas lateralmente, sino del que acabamos de denominar oscilatoriocentrífugo libre.

El Océano Índico, en su conjunto con parte del Océano Antártico, es de forma sensiblemente circular, limitado por las costas de África, Asia, Australia y Continente Antártico.

Siendo, como ahora veremos, los radios de ese gran círculo de longitud aproximada a la correspondiente a la resonancia, puede establecerse una importante oscilación radial cuya línea nodal será también de forma parecida a la circular y de radio aproximado a la mitad (1) del de dicho perímetro, sensiblemente circular, del océano que nos ocupa.

Indudablemente, la citada línea o zona cerrada

(1) En las oscilaciones radiales de depósitos circulares todo esto no es más que groseramente aproximado, pero ya hemos repetido que estas exactitudes, que afinaremos en cada uno de los estudios particulares que seguirán a éste, general, se salen de los límites del presente estudio global.

nodal, más o menos circular, en la que no hay isla importante alguna en el Índico, es ilimitada, por lo que las oscilaciones radiales serán centrífugas libres, observándose la hora III en las costas y debiendo, lógicamente, corresponder la hora IX en la zona central del Índico.

Siendo casi nula la latitud media de los radios dirigidos hacia el Norte, y también de unos 42° la de los que se dirigen hacia el Sur, el centro de las oscilaciones radiales se desplazará hacia el Norte del centro geográfico del Océano Índico, por alargarse dichos radios meridionales, y no los del Norte, debido a la explicada acción de la fuerza centrífuga compuesta en estos sistemas libres.

Podemos seguir admitiendo, con suficiente aproximación a la realidad observada, que la longitud de cada uno de estos dos sistemas oscilantes radiales, Norte y Sur, siguen siendo de unos $38^\circ = 4\,250$ kilómetros y $52^\circ = 5\,780$ Km., respectivamente, con lo que sus profundidades medias se aproximarán también a 3 640 m. y 3 780 m., que son aceptables.

En cambio, tanto en esta oscilación radial como en la cadena Antártico-Índica, si no tenemos debidamente en cuenta la interesante y siempre decisiva acción de la fuerza centrífuga compuesta, llegaremos, como anteriormente, a profundidades medias del orden de 5 100 m., que son absolutamente inaceptables.

El cruce de la oscilación del sistema ecuatorial de la cadena Antártico-Índica con la radial del Índico, produce, quizás, el único punto anfidrómico oceánico de importancia que tiene existencia real, y alrededor del cual giran las cotidales durante las doce horas.

El principal efecto del cruce de esta oscilación radial Índica con la del sistema Sur de dicha cadena, es que la hora cotidal del extremo Sur de África, comprendido entre las horas III y XII, de ambas oscilaciones, se aproxime a la una y media.

Parecido efecto se produce, además de en otros lugares, en el cruce de las dos oscilaciones del Atlántico central, dando origen a las cotidales VII en las costas americanas y africanas de enfrente, y, además, a la cotidal VIII en estas últimas.

También podemos comprobar ahora las profundidades medias de los dos sistemas que, en ángulo, forman la cadena del Atlántico Norte.

De ellos, el del Sur, que desde el Brasil se extiende hasta Gibraltar, en una longitud real $L' = 43^\circ \approx 4\,780$ Km., es casi abierto lateralmente, en su zona central, por lo que será casi libre, y pudiendo admitir en él una latitud media $\lambda = 25^\circ$, se obtiene su profundidad aproximada $H = 3\,840$.

El parcial cierre lateral, originado por las costas de África, hace que este sistema sea también algo débilmente centrífugo con su correspondiente agrupación de cotidales desde la hora IX a la I, inclusive, en dichas costas.

Estando, en cambio, prácticamente cerrado el sistema Norte por el amplio bajo que sirve de zócalo a las Islas Británicas, que se continúa por Islandia hasta Groenlandia, y siendo su longitud $L \approx 35^\circ = 3\,900$ Km., obtenemos inmediatamente su profundidad media

$$H = \frac{3\,900^2 \times 10^6}{22\,350^2 \times g} = 3\,100 \text{ m.},$$

que es aceptable para este sistema oceánico, parcialmente montado sobre dichos amplios bajos.

Este práctico cierre del sistema y su latitud media, superior a los 40° , hacen que este sistema sea fuertemente centrífugo con su correspondiente espaciamento de cotidales, de las que derivan las ondas progresivas que contornean Islandia y las Islas Británicas en el sentido impuesto por la fuerza centrífuga compuesta.

Similar efecto de onda progresiva, derivada en este caso hacia el Atlántico, se produce alrededor del Cabo de Hornos y en diversas zonas oceánicas del Globo, que estudiaremos, tal como la situada al Noroeste de las Aleutianas.

Con todos los sistemas explicados y sus cadenas, así como con el sistema solar libre: Australiano-Antártico y la interesante cadena del Pacífico Norte, que desde Alaska se extiende directamente hasta Australia, y que, con el detenimiento que merece, también estudiaremos en el siguiente artículo, constituimos el conjunto general de los principales sistemas oscilatoriocentrífugos representados en la figura 16.

¿Cuál de estos dos planisferios, el de la fig. 4.^a o el de la 16, se aproxima más a la realidad del interesante fenómeno estudiado?

Aunque ambos pudieran coexistir en cierto modo, sinceramente estimamos, después de los estudios efectuados durante el tiempo transcurrido en la redacción y publicación de este trabajo, así como consecuencia de los datos que nos ha sido posible recopilar, que el último tiene las máximas probabilidades de explicar, al fin realmente, la forma general de generación y propagación del interesante fenómeno de las mareas, para desentrañar cuyo misterio tanto se ha laborado desde hace siglos.

Tan pronto como se termine la publicación de esta primera serie de artículos, a la que, cuando el cotidiano trabajo nos lo permita, seguirán otras más detalladas, se procederá a corregirla, modificarla y refundirla en una publicación global, por lo que rogamos a todos los que se interesen por el problema, nos lo hagan saber para poder proporcionársela, con el fin de que puedan opinar, con el necesario conocimiento de causa, sobre nuestro modo actual de entender este amplio y complejo tema.