

• JUNTA DE INVESTIGACIONES TÉCNICAS •

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

POR RAMÓN IRIBARREN CAVANILLES, INGENIERO DE CAMINOS

Continúa el notable trabajo, cuya publicación iniciamos en un número anterior, estudiándose en el presente artículo la propagación de la marea en un hipotético océano indefinido. Se explica el proceso de formación de la protuberancia ecuatorial originaria del fenómeno y se comienza a exponer la marcha de las dos ondas en que se resuelve, a través de los diversos mares y océanos.

II

Hemos estudiado el primer caso límite, o sea el de la onda de marea propagándose en un océano de no excesiva anchura, en relación a sus propias dimensiones, y sólo nos falta hacer notar que a pesar de su gran celeridad, $C \approx 714$ km./h., indicada anteriormente, la lenta variación de latitud, aun en el más desfavorable de los casos, o sea aquel en que la onda avance según el meridiano, sólo es de $\frac{714}{111} = 6,4''$

por hora, por lo que, lenta y progresivamente, puede irse adaptando la onda a las condiciones de propagación que corresponden a las diversas latitudes por las que va avanzando.

Vamos a estudiar ahora el segundo caso límite indicado anteriormente para la propagación de la onda, o sea aquel en que ésta se propague en un enorme océano hipotético, prácticamente ilimitado, que, para la onda de marea, tendría que ser muchísimo mayor que los océanos de la Tierra, en los que ya hemos indicado que no cogen, como máximo, más que una o dos ondas de marea.

Nunca insistiremos bastante en que, a pesar de su tamaño, tanto en profundidad como en sus dimensiones en planta, resultan estos océanos terrestres, no pequeños, sino pequeñísimos, para la propagación de la enormemente larga onda de marea.

Si tomamos el eje de las x según la horizontal de dirección transversal al avance de la onda, o sea en el sentido de su línea de cresta, que suponemos sensiblemente recta; el de las y normal al anterior y también horizontal en el sentido del avance de la onda, y el eje vertical de las z hacia abajo, tenemos, según hemos indicado anteriormente y de acuerdo con la teoría trocoidal, que la trayectoria de la molécula superficial, cuyo centro orbitario, casi coincidente con su punto de reposo, coincide con el origen de

coordenadas y que está agitada por el paso de la onda, sería una elipse, situada en el plano yz , cuyo centro sería el citado origen de coordenadas y cuyos semiejes, vertical y horizontal, serán respectivamente h y hK .

Para hacernos una idea de la gran excentricidad de esta elipse orbitaria, recordemos que en la onda de marea oceánica K es del orden de 350, o sea que, a cada metro de altura de onda o de recorrido vertical de la molécula, le corresponden 350 metros de recorrido horizontal, por lo que, con suficiente aproximación, podemos considerar las velocidades como horizontales.

Por esta razón, y a los efectos del estudio de la acción de la fuerza centrífuga compuesta, podemos suponer, con suficiente aproximación práctica, que el movimiento elíptico expuesto, originado por el paso de la onda, es horizontal y se reduce a un movimiento armónico, de semiamplitud hK , según el eje de las y .

Si tomamos como instante inicial aquel en el que la molécula superficial considerada pasa por el origen de coordenadas hacia las y positivas, la ecuación de espacios de este sencillo movimiento armónico, originario de todos los demás y que supone la no existencia de la fuerza centrífuga compuesta, será

$$y = hK \sin \frac{\pi}{T} t.$$

Las velocidades serán:

$$v_y = \frac{dy}{dt} = \frac{\pi hK}{T} \cos \frac{\pi}{T} t,$$

y las aceleraciones:

$$j_y = \frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{\pi^2 hK}{T^2} \sin \frac{\pi}{T} t.$$

En este sencillo caso, el movimiento molecular no tiene componente según el eje de las x .

La acción de la interesante fuerza centrífuga compuesta, que también con suficiente aproximación prác-

tica podemos suponerla reducida a la de su componente horizontal, modifica notablemente las condiciones del movimiento, sacando a la molécula del eje de las y .

Designando con los subíndices correspondientes a las componentes de la aceleración complementaria j_c , originada por dicha fuerza centrífuga compuesta, tenemos:

$$\begin{cases} j_{cx} = 2\omega \sin \lambda v_y = 2\omega \sin \lambda \frac{dy}{dt}, \\ j_{cy} = -2\omega \sin \lambda v_x = -2\omega \sin \lambda \frac{dx}{dt}. \end{cases}$$

La componente, según el eje de las y , de la aceleración resultante, tenida cuenta del movimiento originario y de la acción de la fuerza centrífuga compuesta, será:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = j_y + j_{cy} = -\frac{\pi^2 h K}{T^2} \sin \frac{\pi t}{T} - 2\omega \sin \lambda \frac{dx}{dt},$$

que, integrada, nos da:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\pi h K}{T} \cos \frac{\pi t}{T} - 2\omega x \sin \lambda + C.$$

Siendo el movimiento originario, debido al paso de la onda, periódico, de período $2T$ y simétrico respecto al origen de coordenadas, el movimiento resultante, como consecuencia de la simple acción de la fuerza centrífuga compuesta, será también periódico, de período $2T$ y simétrico con respecto al origen de coordenadas, por lo que la constante de integración C ha de ser nula, resultando:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\pi h K}{T} \cos \frac{\pi t}{T} - 2\omega x \sin \lambda.$$

La componente, según el eje de las x , de la aceleración resultante, tenida cuenta del movimiento originario, en el que es nula, y de la acción de la fuerza centrífuga compuesta, será:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = 0 + j_{cx} = 2\omega \sin \lambda \frac{dy}{dt} = 2\omega \sin \lambda \left(\frac{\pi h K}{T} \cos \frac{\pi t}{T} - 2\omega x \sin \lambda \right).$$

Las ecuaciones diferenciales del movimiento molecular serán, pues:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} = 2\omega \sin \lambda \left(\frac{\pi h K}{T} \cos \frac{\pi t}{T} - 2\omega x \sin \lambda \right) \\ \frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{\pi^2 h K}{T^2} \sin \frac{\pi t}{T} - 2\omega \sin \lambda \frac{dx}{dt}. \end{cases}$$

Integrando la primera, que es lineal en x , obtenemos:

$$x = C_1 \sin (2\omega \sin \lambda) t + C_2 \cos (2\omega \sin \lambda) t - 2\omega \frac{T}{\pi} \cdot \frac{h K}{N} \sin \lambda \cos \frac{\pi t}{T},$$

siendo
$$N = 1 - \left(2\omega \frac{T}{\pi} \sin \lambda \right)^2.$$

Debiendo de ser, repetimos, el movimiento resultante periódico, de período $2T$ y simétrico respecto

al origen de coordenadas, deducimos que las constantes de integración C_1 y C_2 han de ser nulas; luego

$$x = -2\omega \frac{T}{\pi} \cdot \frac{h K}{N} \sin \lambda \cos \frac{\pi t}{T};$$

que, sustituido en la segunda ecuación diferencial e integrada, nos da:

$$y = C_3 t + C_4 + \frac{h K}{N} \sin \frac{\pi t}{T}.$$

Por las mismas razones expuestas anteriormente, las constantes de integración C_3 y C_4 han de ser nulas, con lo que obtenemos, en definitiva, las ecuaciones del movimiento molecular:

$$\begin{cases} x = -2\omega \frac{T}{\pi} \cdot \frac{h K}{N} \sin \lambda \cos \frac{\pi t}{T}; \\ y = \frac{h K}{N} \sin \frac{\pi t}{T}; \end{cases}$$

siendo
$$N = 1 - \left(2\omega \frac{T}{\pi} \sin \lambda \right)^2;$$

en las que, haciendo $\frac{h K}{N} = h' K'$, las podemos dar

la sencilla forma:
$$\begin{cases} x = -2\omega \frac{T}{\pi} h' K' \sin \lambda \cos \frac{\pi t}{T}; \\ y = h' K' \sin \frac{\pi t}{T}; \end{cases}$$

en las que el semirrecorrido molecular, según el eje de las y , o sea en la dirección de avance de la onda, en la onda deformada por la acción de la fuerza centrífuga compuesta, es $h' K'$, en lugar de la semiamplitud $h K$ correspondiente a la onda originaria. Análogamente denominamos L' a la semilongitud de la citada onda deformada.

El movimiento definido por las ecuaciones anteriores representa una elipse, cuyo centro es el origen de coordenadas y cuyos semiejes, coincidentes con el eje coordenado de las y con el de las x , valen, respectivamente, $h' K'$ y $2\omega \frac{T}{\pi} h' K' \sin \lambda$.

Si observamos que, en el caso de las mareas que nos ocupa, cuyo período medio de 12 h. 25 m. se aproxima bastante al semiperíodo, también aproximado, de 12 h. que corresponde a la velocidad angular ω de rotación de la Tierra, tenemos que $\omega \approx \frac{\pi}{2T}$, con lo que el valor del segundo semieje se reduce a $h' K' \sin \lambda$, y las ecuaciones anteriores, a

$$\begin{cases} x = -h' K' \sin \lambda \cos \frac{\pi t}{T}; \\ y = h' K' \sin \frac{\pi t}{T}. \end{cases}$$

Si a estas ecuaciones, o a las anteriores a la simplificación, añadimos la $T = -h' \cos \frac{\pi}{T} t$, del movimiento vertical, queda totalmente definido, con sufi-

ciente aproximación, el movimiento de la molécula superficial considerada.

Con o sin la simplificación expuesta, la órbita de la molécula superficial considerada o, si se prefiere, y salvo la diferencia de fase, de todas y cada una de las moléculas superficiales, es una elipse inclinada que en latitudes análogas a las ecuatoriales, $\lambda = 0$, se hace vertical y de gran excentricidad, y en latitudes análogas a las polares llegaría a tener su plano la suave pendiente de $\frac{1}{K} = \frac{1}{350}$ y sería casi circular.

La relación de los semiejes, de la proyección horizontal de la elipse orbitaria, es $\frac{1}{\tan \lambda}$, que varía desde ∞ en latitudes ecuatoriales, en las que la trayectoria sería una recta, hasta 1 en latitudes polares, en las que sería un círculo, si admitimos la simplificación antes expuesta.

El sentido de giro de las moléculas y el de sus proyecciones horizontales sería el *dextrorsum*, en el hemisferio boreal, y el *sinistrorsum*, en el austral.

Las ecuaciones del movimiento aproximado de la molécula superficial considerada, serán, pues:

$$\begin{cases} x = -h' K' \sin \lambda \cos \frac{\pi}{T} t \\ y = h' K' \sin \frac{\pi}{T} t \\ z = -h' \cos \frac{\pi}{T} t. \end{cases}$$

Como consecuencia de esto, y recordando una vez más la teoría trocoidal, para lo que puede verse el artículo "De la houle et du clapotis", publicado por Saint Venant y Flamant en los *Annales des Ponts et Chaussées* del primer semestre de 1888, y denominando, como allí, x_0 , y_0 y z_0 a las coordenadas del centro de la órbita molecular considerada, se obtienen las ecuaciones generales, aproximadas, del movimiento:

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

en las que, para generalizarlas a todas las profundidades, basta con sustituir, respectivamente, los valores h' y $h' K'$ superficiales, por los generales

$$r' = h' \frac{\sin h \pi \frac{H - z_0}{L'}}{\sin h \pi \frac{H}{L'}}, \text{ y } r = h' \frac{\cos h \pi \frac{H - z_0}{L'}}{\sin h \pi \frac{H}{L'}} \approx h' K'$$

referentes a cualquier profundidad z_0 .

No es preciso repetir aquí que si bien las semiamplitudes verticales de los movimientos orbitarios moleculares varían desde h' , en la superficie, a cero, en el fondo, las semiamplitudes horizontales $h' K'$ y, como consecuencia, $h' K' \sin \lambda$ son prácticamente

constantes de la superficie al fondo, en la larguísima onda de marea.

Tampoco es necesario aclarar que estas ecuaciones generales tienen el origen en la superficie de reposo del líquido y situado en un punto cualquiera, cuya molécula pasa por el punto más alto de su órbita en el instante inicial, ni es tampoco necesario repetir que el eje horizontal de las y está dirigido en el sentido de propagación de la onda; el otro eje horizontal de las x se dirige normalmente a aquél y según la cresta de la onda y el vertical de las z , tienen su sentido positivo dirigido hacia el fondo.

Con esto terminamos, por ahora, el estudio del segundo caso límite, o sea el de la propagación de la onda de marea en un océano indefinido.

¿A cuál de los dos casos límites estudiados, al de este último o al correspondiente a mares limitados, se aproxima más la real propagación de la onda de marea?

Ya hemos indicado que por la gran longitud de ésta, los océanos de la Tierra parecen pequeños para su libre propagación.

Para comprobarlo vamos a ver si en el caso más corriente, que, como más adelante veremos, es aquel en el que la onda recorre, sensiblemente en el sentido de su longitud, las costas de los continentes que limitan los océanos, aunque no sea más que por uno de sus lados, y que imponen un movimiento, también sensiblemente rectilíneo, a sus moléculas contiguas, es posible que se establezcan, en zonas no lejanas de las costas, el movimiento elíptico libre, en planta, que acabamos de estudiar, correspondiente al océano indefinido supuesto.

Para ello, y teniendo en cuenta que la altura $2h$ de la onda de marea, que como también más adelante veremos es generalmente menor que el metro como valor medio, es muy poca cosa en relación con los cuatro mil metros de profundidad, también media, de los océanos, vamos a establecer la condición de continuidad que, una vez despreciado dicho pequeño movimiento vertical la podemos estudiar, con suficiente aproximación, en un plano horizontal cualquiera, en el cual, y como hemos visto, los movimientos serán como mínimo 350 veces mayores que el vertical despreciado.

Si, para simplificar, denominamos $A = h K$ a la semiamplitud del movimiento originario, y $A' = h' K'$ a la del movimiento amplificado por la fuerza centrífuga compuesta, las ecuaciones del movimiento en este plano horizontal cualquiera, y en particular en el superficial, serían, en un océano indefinido,

$$\begin{cases} x = x_0 - A' \sin \lambda \cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right) \\ y = y_0 + A' \sin \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right). \end{cases}$$

Si el océano está limitado por uno de sus extremos, el de la derecha del avance de la onda en el hemisferio Norte y el de la izquierda en el hemisferio Sur, por una costa continental que supondremos sensiblemente recta y normal a las crestas de las on-

das, puede darse a las ecuaciones anteriores la forma

$$\begin{cases} x = x_0 - A' K'' \operatorname{sen} \lambda \cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right) \\ y = y_0 + A' \operatorname{sen} \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right); \end{cases}$$

en las que $K'' = f(x_0)$, que vamos a tratar de determinar, representaría la variación gradual del semieje orbitario normal a la costa, y que pudiera variar desde 0, en ésta, hasta 1 a cierta distancia de ella, en la cual el movimiento orbitario pudiera ser el movimiento elíptico libre que correspondería al océano indefinido y a la latitud considerada.

Para tratar de determinar esta función, $K'' = f(x_0)$, apliquemos la condición de continuidad a dicho movimiento aproximado plano y horizontal, para lo que tenemos, por analogía con lo indicado en el repetido artículo de Saint Venant y Flamant, que dicha condición de continuidad viene represen-

$$\text{tada, porque } \frac{\partial y}{\partial y_0} \cdot \frac{\partial x}{\partial x_0} - \frac{\partial x_0}{\partial y_0} \cdot \frac{\partial y}{\partial x_0}$$

ha de ser independiente del tiempo.

Con el fin de aplicarla, si también para simplificar denominamos a la fase $\varphi = \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right)$, y si tenemos en cuenta que como consecuencia de que K'' es función de x_0 , también lo serían la semiamplitud A' y la semilongitud L' de la onda deformada, obtenemos:

$$\frac{\partial x}{\partial x_0} = 1 - \operatorname{sen} \lambda \left(\frac{dA' K''}{dx_0} \cos \varphi + \frac{\pi A' K'' y_0}{L'^2} \cdot \frac{dL'}{dx_0} \operatorname{sen} \varphi \right)$$

$$\frac{\partial x}{\partial y_0} = - \frac{\pi A' K''}{L'} \operatorname{sen} \lambda \operatorname{sen} \varphi$$

$$\frac{\partial y}{\partial y_0} = \frac{dA'}{dx_0} \operatorname{sen} \varphi + \frac{\pi A' y_0}{L'^2} \cdot \frac{dL'}{dx_0} \cos \varphi$$

$$\frac{\partial y}{\partial x_0} = 1 - \frac{\pi A'}{L'} \cos \varphi$$

Sustituídas estas expresiones en la condición de continuidad, nos dan:

$$\begin{aligned} 1 + \frac{\pi A' K''}{L'} \cdot \frac{dA'}{dx_0} \operatorname{sen} \lambda + \frac{\pi A'}{L'} \operatorname{sen} \lambda \cos^2 \varphi \\ \left(\frac{dA' K''}{dx_0} - K'' \frac{dA'}{dx_0} \right) - \cos \varphi \left(\operatorname{sen} \lambda \cdot \frac{dA' K''}{dx_0} + \frac{\pi A'}{L'} \right) + \\ + \frac{\pi^2 A'^2 K'' y_0}{L'^3} \cdot \frac{dL'}{dx_0} \operatorname{sen} \lambda \operatorname{sen} 2\varphi + \\ + \frac{\pi A' K'' y_0}{L'^2} \cdot \frac{dL'}{dx_0} \operatorname{sen} \lambda \operatorname{sen} \varphi \end{aligned}$$

que será independiente del tiempo, o sea de φ , si

$$\begin{cases} \frac{dA' K''}{dx_0} - K'' \frac{dA'}{dx_0} = 0 \\ \operatorname{sen} \lambda \frac{dA' K''}{dx_0} + \frac{\pi A'}{L'} = 0 \\ \frac{\pi^2 A'^2 K'' y_0}{L'^3} \cdot \frac{dL'}{dx_0} \operatorname{sen} \lambda = 0 \\ \frac{\pi A' K'' y_0}{L'^2} \cdot \frac{dL'}{dx_0} \operatorname{sen} \lambda = 0. \end{cases}$$

De la primera deducimos que K'' ha de ser constante (1), y como, en la costa, su valor es nulo, tenemos $K'' = 0$.

Esto satisface, a su vez, a la tercera y a la cuarta de las condiciones anteriores, y la segunda nos da $\frac{\pi A'}{L'} = 0 = \frac{\pi h' K'}{L'}$, que se satisface, con suficiente

aproximación, siempre que $\frac{\pi h'}{L'}$ sea nulo o muy pe-

queño, que es también la condición general para que la teoría trocoidal sea aplicable a todos los casos, incluso a su extensión a la onda estacionaria de chapoteo (*clapotis*), y que práctica y muy cumplidamente se satisface en la larguísima onda de marea, en cuya determinación de la condición de continuidad hemos empezado por hacer resaltar que $\frac{h'}{H}$ es muy pequeño, y $\frac{\pi h'}{L'}$ es tan pequeño que puede considerarse prácticamente nulo.

Obsérvese, además, que las condiciones tercera y cuarta quedan, automática y prácticamente, cumplidas en la larguísima onda real de marea que nos ocupa, en la que $\frac{\pi A'}{L'}$ y, como consecuencia, $\frac{\pi^2 A'^2}{L'^3}$ y

$\frac{\pi A'}{L'^2}$ son también prácticamente nulos, puesto que

las amplitudes A' de los recorridos orbitarios moleculares son siempre pequesísimos en relación con la enorme longitud L' de la onda.

Obtenemos, en definitiva, la solución absoluta del problema que exige que K'' sea idénticamente nulo, en toda la extensión del movimiento producido por el paso de las ondas que avanzan a lo largo de una costa, por grande que sea el supuesto océano, indefinido en las demás direcciones.

(1) Esta solución $K'' = \text{constante}$ satisface, como es lógico, a la condición de continuidad en tres dimensiones, puesto que si K'' es constante, también lo serán h' , A' y L' , debido a que el movimiento se efectuará en análogas condiciones en todos sus puntos.

La condición de continuidad

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial x_0} & \frac{\partial x}{\partial y_0} & \frac{\partial x}{\partial z_0} \\ \frac{\partial y}{\partial x_0} & \frac{\partial y}{\partial y_0} & \frac{\partial y}{\partial z_0} \\ \frac{\partial z}{\partial x_0} & \frac{\partial z}{\partial y_0} & \frac{\partial z}{\partial z_0} \end{vmatrix} = 1$$

se cumple, en estas condiciones, puesto que:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial z}{\partial x_0} &= 0 \\ \frac{\partial z}{\partial y_0} &= -\frac{\pi r'}{L'} \operatorname{sen} \varphi \\ \frac{\partial z}{\partial z_0} &= 1 + \frac{\pi A'}{L'} \cos \varphi \end{aligned} \right\} \text{se reducen, prácticamente, a:} \quad \begin{cases} \frac{\partial z}{\partial x_0} = 0 \\ \frac{\partial z}{\partial y_0} = 0 \\ \frac{\partial z}{\partial z_0} = 1 \end{cases}$$

en la larguísima onda de marea, en la que también $\frac{\pi A' K''}{L'}$

es prácticamente nulo; luego el determinante queda reducido al primer término de la condición de continuidad, que acabamos de obtener en el texto, o sea a la unidad.

Análogo resultado obtendríamos si en lugar de partir de la ecuación aproximada

$$x = x_0 - h' K' \sin \lambda \cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right),$$

hubiéramos partido de la más exacta,

$$x = x_0 - 2 \sin \frac{T}{\pi} h' K' \sin \lambda \cos \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y_0}{L'} \right);$$

pues la única diferencia sería que, en las tres últimas condiciones obtenidas anteriormente, habría que sustituir

$$\sin \lambda \text{ por } 2 \sin \frac{T}{\pi} \sin \lambda.$$

Debido a lo expuesto, en todo el océano indefinido supuesto, las proyecciones horizontales de las trayectorias moleculares serán rectas y no elipses, por lo que no puede producirse fuerza de inercia alguna, con componente horizontal según el eje de las x , originada por la no existente curvatura de dichas proyecciones horizontales de las trayectorias, por lo que la fuerza centrífuga compuesta, paralela en este caso a dicho eje, y no compensada horizontalmente, se traduce en una desviación de la vertical que da a las crestas de las ondas la forma exponencial definida por la ecuación $h = h_1 e^{A x}$, deducida anteriormente.

Nos encontramos, pues, prácticamente, en las mismas condiciones del primer caso límite estudiado, por lo que las crestas de las ondas y sus senos adoptarán la forma exponencial que acabamos de recordar, haciendo que dichas ondas se apoyen en su extremo de la derecha del sentido de su avance, en el hemisferio Norte, y en el de la izquierda, en el Sur, por ser en estos respectivos extremos donde realmente adquieren altura, tendiendo a desaparecer o esfumarse en el opuesto, donde su altura se hace pequeñísima si el océano en que se propagan es suficientemente ancho.

Debemos hacer notar que esta solución del problema, que hemos calificado de absoluta, es indudable y prácticamente exacta en lo que a la continuidad se refiere, pero puede haber otras soluciones, suficientemente aproximadas, que permitan que la función $K'' = f(x_0)$ no sea absolutamente nula para zonas oceánicas muy alejadas de sus costas de apoyo.

En la figura 2, que a continuación explicaremos, puede verse que a grandes distancias de dichas costas, la $\frac{dh}{dx_0}$, que es menor que $\frac{dh}{dx_0}$, es prácticamente nula, por lo que $\frac{dA'}{dx_0} = \frac{dh'K'}{dx_0}$ será también pequeñísima, y, como consecuencia, no es preciso, en estas alejadas zonas, que K'' sea nulo ni constante, pues bastaría con que, como lógicamente sucede, $\frac{dA'K''}{dx_0}$ sea también despreciable, para que la condición de continuidad se cumpla, con aproximación práctica suficiente, pudiéndose producir movimientos

elípticos que, disminuyendo aún más la reducida pendiente $\frac{dh'}{dx_0}$ de la cresta de la onda, la haga aún más horizontal en dichas lejanas zonas, pues no hay que olvidar que, como hemos indicado, $\frac{\pi A'}{L'}$ y, como consecuencia, $\frac{\pi^2 A'^2}{L'^2}$ y $\frac{\pi A'}{L'^2}$ son prácticamente nulos, en la larga onda real de marea.

Respecto a estas soluciones aproximadas de la condición de continuidad, hay que hacer resaltar que, en contra del criterio sustentado por algunos autores, no quieren en modo alguno significar que, debiendo de cumplirse exactamente dicha condición y siendo el líquido prácticamente incompresible, las presiones originadas en su seno, por estas soluciones aproximadas y admitidas capciosamente como exactas, serían enormes.

En éste como en muchos casos más, parece que se busca siempre el dificultar las cosas cuando la Naturaleza, en cumplimiento de su admirable ley del mínimo trabajo, trata siempre de simplificarlas, debido a lo cual, lo que en realidad sucede es que el que es aproximado, nada más, es el movimiento deducido teóricamente, que hasta con que se modifique un poco, generalmente muy poco, para que la condición de continuidad se cumpla en forma tal que no se originen presiones de importancia por esta causa, y mucho menos capaces de reventar, por decirlo así y como pretenden demostrar, al líquido en movimiento.

No se quiere reconocer francamente que en el estudio de estos complejos fenómenos naturales, y puede que aun en casos muchísimo más sencillos, la exactitud es una meta, generalmente utópica, hacia la cual avanzan asintóticamente los conocimientos humanos.

Tampoco hay que olvidar que no siempre las condiciones en que el fenómeno se produce son similares a las supuestas, por lo que, debido a la irregularidad de los fondos, costas o plataformas costeras, a la variable oblicuidad de incidencia de la onda respecto a las costas en las que buscan su apoyo o a otras múltiples y variadas circunstancias, difíciles de enumerar, el movimiento molecular puede adquirir características similares al que hemos denominado elíptico libre, lo que solamente podrá ocurrir, repetimos, a grandes distancias de las costas de apoyo.

También debido a este posible movimiento elíptico libre y al aumento de recorrido orbitario que implica, en relación con la viscosidad del líquido, es probable que disminuya algo la celeridad, o longitud de onda, en ciertas zonas oceánicas alejadas de las costas.

La viscosidad y los rozamientos que, en general, tienen muy poca influencia en las condiciones reales en que el fenómeno se produce, pudieran tenerla preponderante en movimientos elípticos libres de gran recorrido orbitario.

Terminada esta disquisición, y siendo así que poca o ninguna importancia práctica tiene el que, solamente en dichas alejadas zonas oceánicas, se modifique algo su ya reducidísima altura de onda, como consecuencia del posible establecimiento, en ellas, del movimiento elíptico libre, llegamos, en definitiva, a la conclusión de que las citadas curvas exponenciales, correspondientes a la solución que hemos calificado de absoluta del problema, y que, como hemos visto, coincide con el primer caso límite estudiado, nos dan una idea muy aproximada de la forma de la cresta y variación de altura de la onda que se propaga, apoyada en las costas, por lo que hemos dibujado, en la citada figura 2, las correspondientes a las diversas latitudes, para lo cual hemos tomado, como unidad de altura, la altura que anteriormente hemos denominado h_2 en la figura 1, o sea la correspon-

para varias latitudes y en las que hemos tomado a h_2 por unidad de alturas. Quizás, más sencillamente aún, pudiera verse esto mediante un simple cambio de origen de coordenadas y del sentido positivo de las abscisas, y para mayor sencillez todavía, volvemos a denominar x a la abscisa x' , con lo que la ecuación definitiva, a partir de la costa de apoyo de la onda, es

$$h = h_2 e^{-Ax}$$

Podemos también, para mayor comodidad, hacer análogo cambio de h_1 por h_2 en la expresión de la altura eficaz,

$$h_0 = h_1 \sqrt{\frac{e^{2Ax_1} - 1}{2Ax_1}}$$

Crestas exponenciales oceánicas correspondientes a diversas latitudes

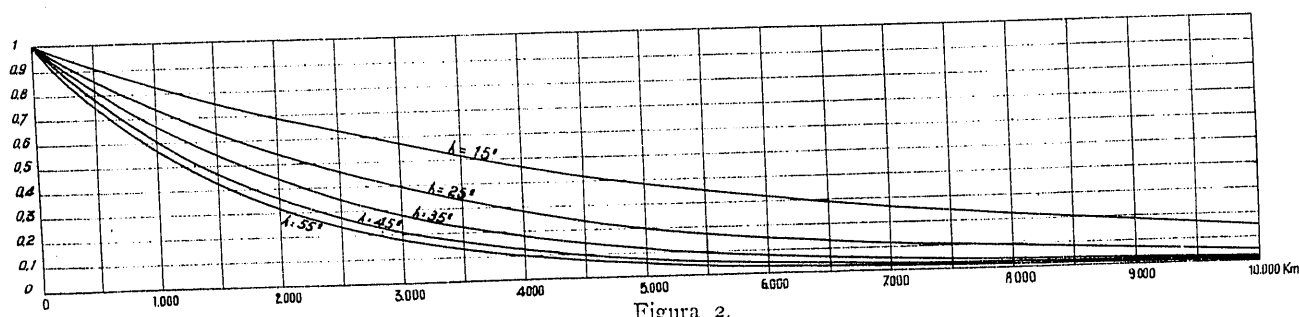


Figura 2.

diente a la costa en la que la onda se apoya lateralmente al propagarse. Las abscisas están expresadas en millares de kilómetros medidos, según la cresta de la onda, desde dicha costa de apoyo de la misma.

Para determinar, en estas condiciones, la ecuación de la cresta de la onda, partimos de la exponencial anteriormente determinada,

$$h = h_1 e^{Ax}$$

y tenemos, en la figura 1, que

$$h_2 = h_1 e^{Ax_1}$$

de donde

$$h_1 = h_2 e^{-Ax_1}$$

luego

$$h = h_2 e^{-A(x_1 - x)}$$

y si observamos, en la citada fig. 1, que $x_1 - x = x'$ es precisamente la abscisa medida a partir del origen O' en lugar del O , y cuyo sentido positivo es el de la izquierda, en lugar del de la derecha, llegamos a la ecuación

$$h = h_2 e^{-Ax'}$$

que es la de las curvas representadas en la figura 2

obtenida anteriormente, pues siendo

$$h_1 = h_2 e^{-Ax_1}$$

podemos escribir:

$$h_0 = h_2 e^{-Ax_1} \sqrt{\frac{e^{2Ax_1} - 1}{2Ax_1}} = h_2 \sqrt{\frac{1 - e^{-2Ax_1}}{2Ax_1}}$$

Aun cuando los movimientos orbitarios moleculares de la onda deformada por la fuerza centrífuga compuesta difieran algo, por las numerosas y varias causas indicadas antes, de los deducidos para el hipotético océano indefinido, esto no tendría gran importancia para la finalidad propuesta, pues aunque el ropaje matemático, aun modesto como el empleado, siempre viste algo, puede también ocultar bastante, por lo que mucho más interesante es la desnuda verdad que, en nuestro caso, no puede ser más sencilla, pues se reduce a considerar, simplemente, que la acción de la fuerza centrífuga compuesta sobre un movimiento armónico originario, según el eje de las y , origina una componente también armónica y decalada 90° según el eje de las x , la que a su vez amplifica el movimiento armónico originario.

Tenemos, en definitiva, dos componentes armónicas y decaladas 90° del movimiento, por lo que éste resultará elíptico en planta y, como consecuencia,

incompatible con la presencia de un sólo borde, a gran distancia del cual, solamente, podría establecerse.

Llegamos, en definitiva, repetimos una vez más, a la conclusión de que el movimiento molecular será sensiblemente recto en planta, por lo que estamos siempre, prácticamente, en el primer caso límite estudiado.

Si el movimiento aproximado que hemos denominado elíptico libre no es totalmente exacto, diferirá poco, muy poco, repetimos, del que se establecería en las hipotéticas condiciones supuestas.

Además, si las condiciones en que nos hemos colocado para el estudio de la onda, en el caso de océano indefinido, no son totalmente reales, mucho más irreal es aún el hipotético océano indefinido supuesto, cuyas dimensiones habrían de ser enormemente mayores que las de los océanos de la Tierra.

De todos modos es posible que, en futuros estudios particulares, que acabaremos de desarrollar cuando se puedan recopilar los datos necesarios, imposibles de obtener en las difíciles circunstancias actuales, se deduzcan interesantes consecuencias del movimiento que hemos denominado elíptico libre, para el que determinaremos todas sus demás características (1), que no son necesarias en el presente estudio general.

Obsérvese que, salvo en irreales casos extremos, cuyos amplios movimientos moleculares serían frenados y grandemente modificados por la viscosidad y los rozamientos del líquido, la latitud puede considerarse constante en la zona abarcada por la órbita molecular, e incluso puede admitirse, con suficiente aproximación práctica, que es constantemente igual a su valor medio en los tramos, de alguna amplitud, en los que pudiéramos dividir a la onda para su estudio.

Estudiado cuanto se refiere a la propagación de la gran onda de marea, tenida cuenta de la importantísima acción de la fuerza centrífuga compuesta, vamos a ocuparnos ahora de sus causas productoras y del proceso de formación de dicha onda.

(1) Como primera aproximación y a reserva de ulteriores afinos, podemos adelantar el siguiente razonamiento, referente al movimiento elíptico totalmente libre, o sea $K'' = 1$, por lo que A' y L' serán constantes, para cada latitud.

Las ecuaciones del equilibrio dinámico, tenida cuenta de la fuerza centrífuga compuesta, son:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{d^2 x}{dt^2} + j_{cx} = 0$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{d^2 y}{dt^2} + j_{cy} = -j_y$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g - \frac{d^2 z}{dt^2} + j_{cz} = g - \frac{d^2 z}{dt^2}$$

Cambiando las variables x, y, z , por x_0, y_0, z_0 , podemos darles la forma:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_0} &= \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x_0} + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial x_0} + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x_0} \right) = \\ &= -j_y \frac{\partial y}{\partial x_0} + \left(g - \frac{d^2 z}{dt^2} \right) \frac{\partial z}{\partial x_0} \end{aligned}$$

Es indudable que su causa productora estriba en la modificación introducida en el campo gravitatorio terrestre, por el astro perturbador, ya sea éste la Luna o el Sol.

Si ambos astros avanzan, en su revolución aparente con relación a la Tierra, en la zona tropical, será en esta cálida zona donde se produzcan sus acciones preponderantes, y basta observar el globo terráqueo para convencerse inmediatamente de que es el océano Pacífico el que tiene las dimensiones de dicha zona tropical enormemente mayores, en relación con las de los demás mares y océanos, por lo que, en dicho gran océano, es más que probable que tenga lugar la acción perturbadora del equilibrio, originaria principal de las mareas.

En cierto modo nada más, puesto que las condiciones del océano Pacífico, grande pero limitado, no son las del océano supuesto por Newton y que hipotéticamente cubría toda la superficie de la Tierra, es la tendencia a la formación del elipsoide, muy acertadamente denominado estático, pues solamente se constituiría en la forma genialmente deducida por Newton si el astro perturbador o, mejor dicho, la Tierra, estuviese parada, la que puede perturbar el equilibrio del citado océano.

En el día, también hipotético, de la sicigia equinoccial supuesta anteriormente, la Luna, y podemos admitir que el Sol aproximadamente, avanzan juntos de Este a Oeste, sobre el Ecuador, con una velocidad medida en él de

$$\frac{40000}{24 \text{ h. } 50 \text{ m.}} = 448 \text{ m/s.} = 1610 \text{ km/h.,}$$

tendiendo a formar la protuberancia, especie de casquete elíptico de revolución que circunda al vértice del elipsoide de Newton y que, a pesar de ser estático, ha de avanzar sobre el Pacífico a dicha enorme velocidad.

¿Cómo puede compaginar la citada protuberancia ecuatorial sus condiciones antagónicas, en apa-

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y_0} &= \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial y_0} + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial y_0} + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial y_0} \right) = \\ &= -j_y \frac{\partial y}{\partial y_0} + \left(g - \frac{d^2 z}{dt^2} \right) \frac{\partial z}{\partial y_0} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z_0} &= \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial z_0} + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial z_0} + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial z_0} \right) = \\ &= -j_y \frac{\partial y}{\partial z_0} + \left(g - \frac{d^2 z}{dt^2} \right) \frac{\partial z}{\partial z_0} \end{aligned}$$

De las ecuaciones generales del movimiento, deducimos:

$$\frac{\partial y}{\partial x_0} = 0 \quad \frac{\partial y}{\partial y_0} = 1 - \frac{\pi A'}{L'} \cos \varphi \quad \frac{\partial y}{\partial z_0} = -\frac{\pi r'}{L'} \sin \varphi$$

$$\frac{\partial z}{\partial x_0} = 0 \quad \frac{\partial z}{\partial y_0} = -\frac{\pi r'}{L'} \sin \varphi \quad \frac{\partial z}{\partial z_0} = 1 + \frac{\pi A'}{L'} \cos \varphi$$

$$\text{y también obtenemos } \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{\pi r'}{T^2} \cos \varphi.$$

Sustituídos estos valores, en las ecuaciones anteriores, nos dan:

riencia, de ser estática por su formación y eminentemente dinámica por su velez e impuesta propagación?

Este aparente antagonismo no puede compagi-

transformarse en la forma similar, pero algo más compleja, correspondiente a la protuberancia forzada dinámica, constituida por el encuentro de dos ondas que concurren en el vértice de dicha protu-

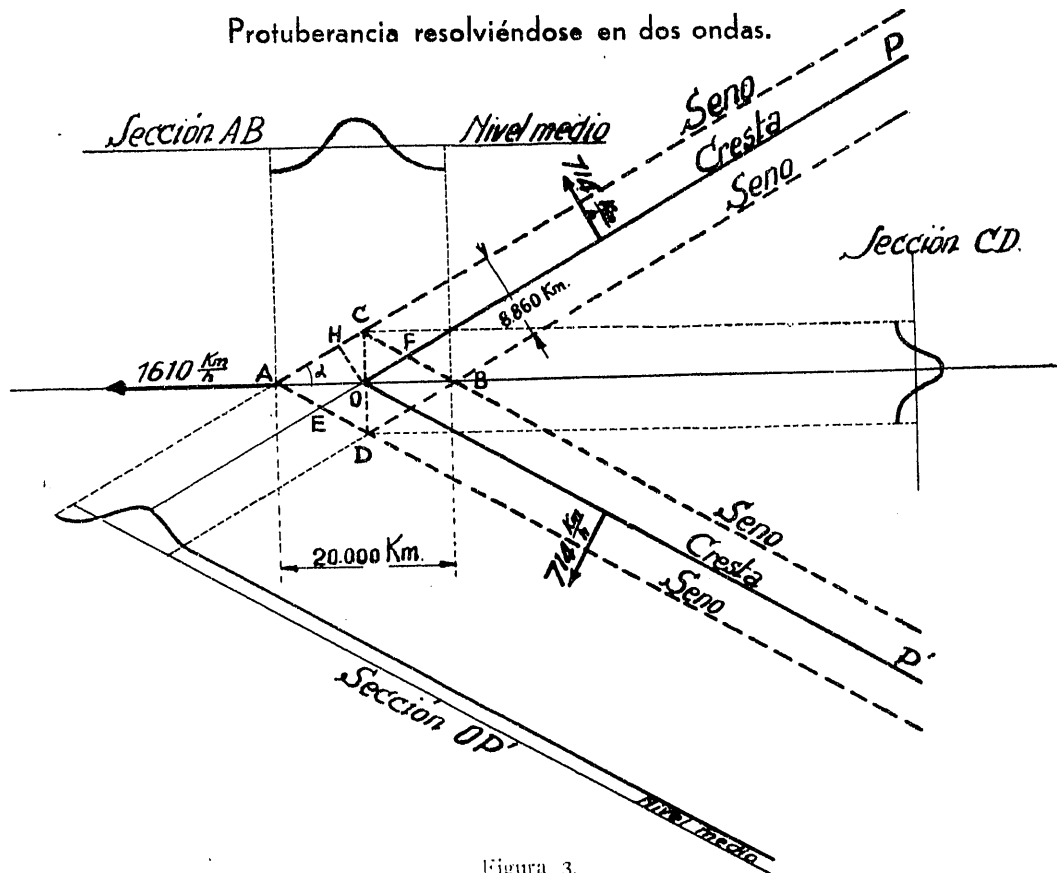


Figura 3.

narse de forma más sencilla, pues se reduce a una ligera modificación de forma que sufre el regular casquete elíptico, estático y de revolución, para

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_0} &= 0 \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y_0} &= \pi \left(\frac{\pi h K}{T^2} - \frac{g r'}{L} \right) \sin \varphi \dots \\ &- \frac{\pi^3}{T^2 L'} (h K A' - r'^2) \sin \varphi \cos \varphi \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z_0} &= g + \pi \left(\frac{g A'}{L} - \frac{\pi r'}{T^2} \right) \cos \varphi + \\ &+ \frac{\pi^3 r'}{T^2 L'} (A' - h K) \sin^2 \varphi - \frac{\pi^3 A' r'}{T^2 L'} \end{aligned}$$

Siendo $\frac{\partial p}{\partial x_0} = 0$ la condición de presión constante en la superficie, exige, además, que $\frac{\partial p}{\partial y_0} = 0$ para $z_0 = 0$; luego:

$$\begin{cases} \frac{\pi h K}{T^2} - \frac{g h'}{L} = 0 \\ \frac{\pi^3}{T^2 L'} (h K A' - h'^2) = 0 \end{cases}$$

berancia y que se propagan, formando cierto ángulo entre sí, según las leyes de la hidrodinámica.

Tenemos, en definitiva, una protuberancia for-

La segunda, pequeña de orden superior, se cumple siempre prácticamente en la, larguísima y de gran período, onda de marea, y la primera nos da $T = \sqrt{\frac{\pi}{g} K L' \frac{h}{h'}}$ que, como ha de ser igual al semiperíodo de la onda originaria $T = \sqrt{\frac{\pi}{g} L K}$ obtenemos $L' h = h' L$.

Tenemos en definitiva, en dicha larga onda que nos ocupa:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{h K}{N} &= h' K' \\ K &= \coth \frac{\pi H}{L} \sim \frac{L}{\pi H} & K' &= \coth \frac{\pi H'}{L'} \sim \frac{L'}{\pi H'} \\ L' h &= h' L \end{aligned} \right.$$

De donde fácilmente obtenemos las características buscadas, de la onda deformada por la acción de la fuerza centrífuga compuesta, o sea:

$$h' \sim \frac{h}{\sqrt{N}} \quad L' \sim \frac{L}{\sqrt{N}} \quad K' \sim \frac{K}{\sqrt{N}}$$

que podrán ser aplicables, salvo en irreales casos extremos a los que se hace referencia en el texto.

Planisferio de cotidales antitrónicas.

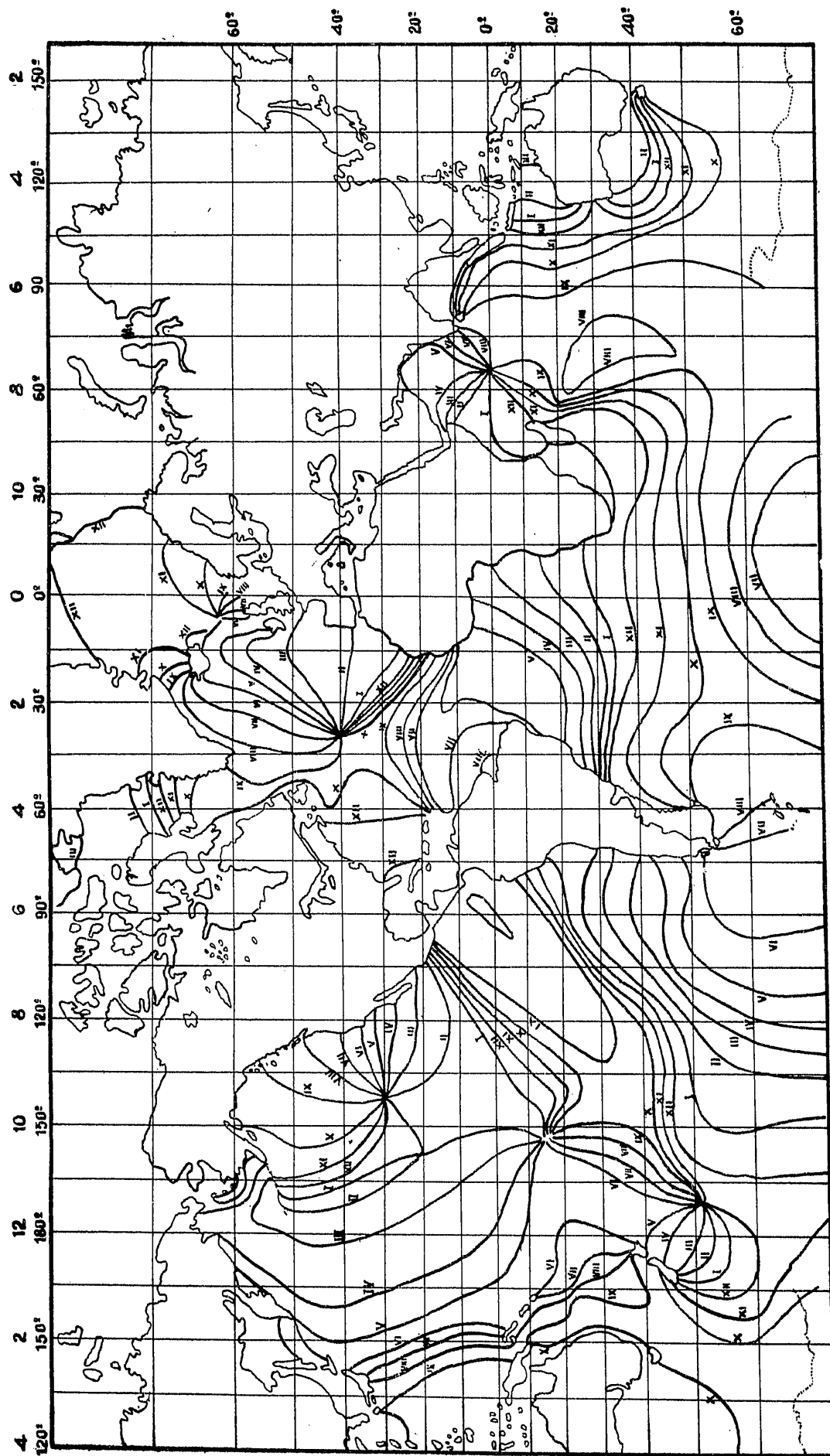


Figura 4

Planisferio de cotidales ondulatoriocentrífugas.

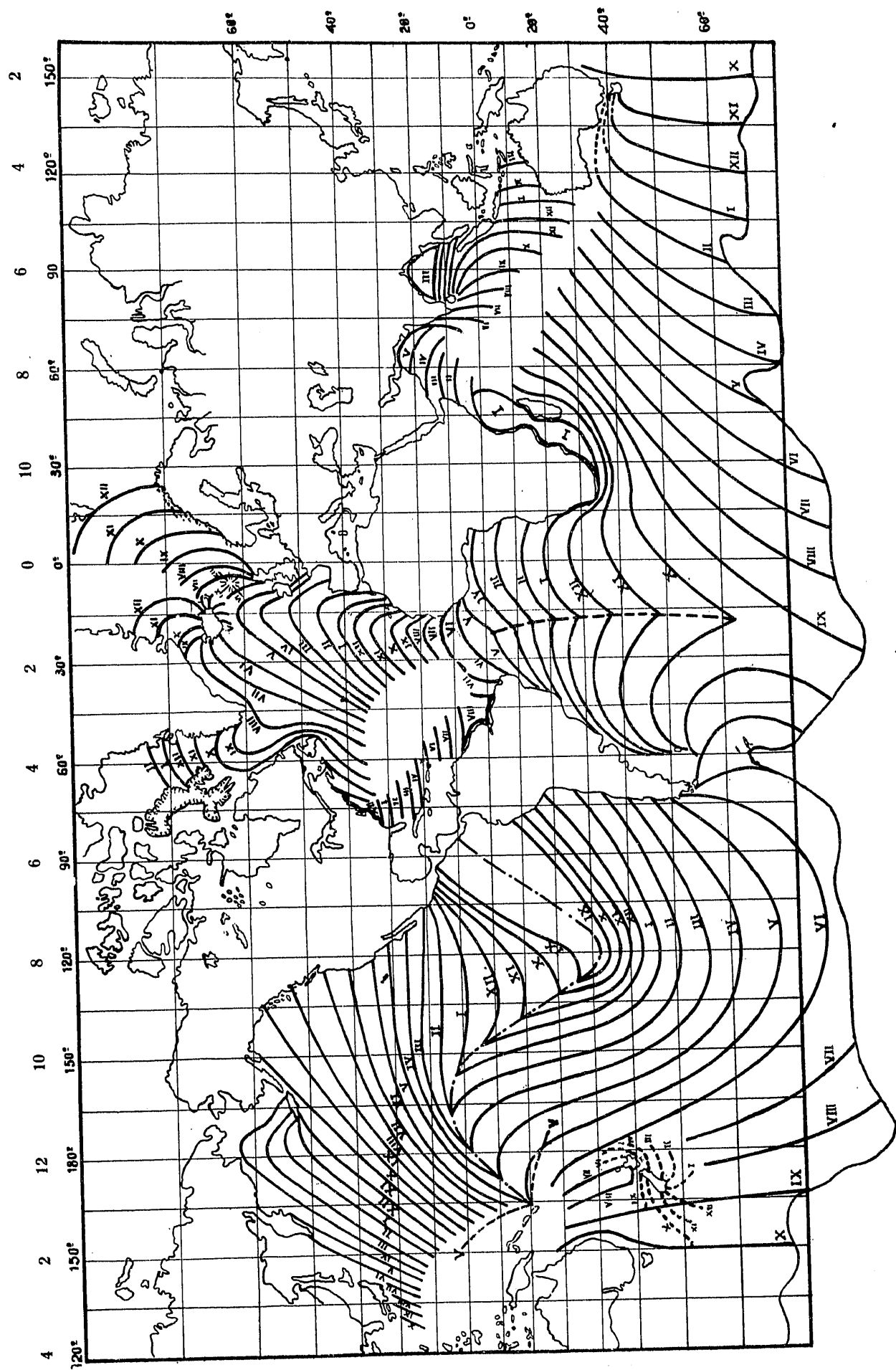


Figura 4'.

zada, que tiende a avanzar, según el Ecuador, a una velocidad que se aproximará a los 1610 km./h. y que ha de resolverse en dos ondas: una, que avanza por el Pacífico Norte, y otra, por el Sur, con unas celeridades aproximadas a los 714 km./h., determinados al principio de este estudio.

Esta nueva concepción de la protuberancia forzada, resolviéndose en dos ondas libres, es mucho más clara y natural que las de las ondas libres y de las también simples ondas forzadas admitidas por varios autores, y pone, en cierto modo, de acuerdo la teoría estática con las dinámicas.

El concepto no puede ser más sencillo, pues es comparable, aunque desde luego no igual, ni mucho menos, al de la estela de un barco, cuyo ángulo, de la especie de V formada, será tanto más agudo cuanto mayor sea la velocidad forzada del barco con respecto a la celeridad libre de propagación de las ondas en que se resuelve la estela.

En nuestro caso de la onda de marea, tenemos la esquemática fig. 3, en la que hemos representado, en planta, la protuberancia $ABCD$, que avanza en la dirección de B hacia A a 1610 km./h. y que se resuelve en dos ondas, cuyos ejes o crestas son las OP y OP' , que avanzan en direcciones normales a ellas mismas y a una celeridad de 714 km./h.

En estas condiciones, obtenemos:

$$\operatorname{sen} \alpha = \frac{HO}{AO} = \frac{4430}{10000} = \frac{714}{1610} = 0,44;$$

luego

$$\alpha = 26^{\circ} 10',$$

y también se deduce:

$$CO = AO \operatorname{tg} \alpha \approx 10000 \times 0,491 = 4910 \text{ km.} \approx 5000 \text{ km.}$$

$$EF = AC = \frac{AO}{\cos \alpha} = \frac{10000}{0,897} = 11100 \text{ km.} \approx 11000 \text{ km.}$$

lo que nos determina, aproximadamente, las principales dimensiones, en planta, de dicha protuberancia y especialmente la longitud EF , en que dicha protuberancia afecta a la línea de cresta EEP (1).

Si el Pacífico, y principalmente sus costas americanas, fuesen simétricas respecto al Ecuador, éste sería la trayectoria del eje o vértice O de la protuberancia, forzada en su avance de Oriente a Occidente y a una velocidad aproximada de 1610 km./h.

Desde que el Sol y la Luna, conjuntamente, en el día hipotético de sicigia equinoccial que hemos supuesto, o aisladamente en los demás días, avanzando en su movimiento aparente hacia el Pacífico, llegan a formar un ángulo igual o menor que 90° con la costa occidental de Centroamérica, las aguas

de dicho gran océano, bajo la acción de la componente horizontal de las fuerzas atractivas, que como fundadamente indicó Hatt es la que principalmente produce el arrastre de las moléculas líquidas, inician su lento movimiento convergente hacia dicha región centroamericana, tendiendo a constituir la protuberancia, apoyada en sus costas.

La atracción cambia de sentido cuando el astro o los astros perturbadores pasan por el zenit de la repetida región, o sea, y siempre refiriéndonos a la sicigia equinoccial, hacia la hora seis del meridiano de Greenwich.

Debido a la inercia, siguen todavía fluyendo las aguas y constituyendo la protuberancia durante tres horas más, y hacia las nueve, o sea con tres horas aproximadas de retraso con respecto al paso del astro perturbador, dicha protuberancia, reflejada en cierto modo por las costas occidentales de Centroamérica, inicia su marcha hacia Occidente, tratando de seguir al astro perturbador.

Si el Pacífico y, en especial, sus amplias costas americanas, repetimos, fuesen simétricas respecto al Ecuador, el vértice de la protuberancia lo recorrería en su marcha hacia Occidente; pero como dichas costas americanas tienen una gran inclinación con respecto a aquél y además el Pacífico es más ancho, en su sentido transversal, que largo, según el eje de la protuberancia, ésta resulta lógicamente alargada y su eje queda en dirección sensiblemente normal a dichas costas, o sea en dirección aproximada al SO., en lugar de tener la dirección ecuatorial.

Todo esto puede verse en el planisferio de las líneas cotidales que hemos dibujado en la figura 4', como resultado del presente estudio y en el que claramente queda dibujada, por la cotidal IX, la posición y forma inicial en planta de la protuberancia originaria.

Al iniciar su movimiento hacia Occidente, reflejada, repetimos, en cierto modo por las costas de Centroamérica, y atraída por los astros perturbadores que la han adelantado caminando sobre el Ecuador, tiende a enderezarse, pretendiendo llevar su eje al Ecuador; pero, por inercia, rebasa esta línea llegando a las proximidades de las islas Hawai, para volver a bajar de nuevo, atraída por el astro, en su recorrido pendular hacia las islas Salomón y terminar allí su casi sinusoidal recorrido a través del Pacífico y cuyo eje se aproxima a la trayectoria de cada uno de los astros perturbadores, o sea el Ecuador en este día de sicigia equinoccial supuesto, y tiende a aproximarse al paralelo correspondiente en los demás días reales.

Es, en cierto modo y modificado por las acciones dinámicas que hemos expuesto, el recorrido del vértice del elipsoide estático de Newton, modificado a su vez para adaptarse al dinamismo de su rápido avance, y que se resuelve en las dos ondas, naturalmente dinámicas y de libre propagación, que hemos explicado.

Sobre estas dos ondas, una que avanza por el Pacífico Norte y otra por el Pacífico Sur, ambas de

(1) Siendo así que la profundidad media del mar $H = 4000$ metros, fijada al principio de este estudio, no es más que aproximada, probablemente exagerada para varios océanos, no merece la pena de tener en cuenta la esfericidad de la Tierra en el cálculo de estas dimensiones aproximadas en planta.

acuerdo con las leyes de la hidrodinámica, actúa la fuerza centrífuga compuesta, modificando sus crestas y senos en la forma expuesta anteriormente, lo que las hace apoyarse en las costas americanas, aumentando su altura a medida que crecen las latitudes correspondientes, y disminuyéndolas muy sensiblemente en las zonas alejadas de las costas continentales.

Ya todo se reduce a seguir, ateniéndose a las normas expuestas, la propagación de dichas ondas en todos los mares y océanos del Globo, para lo cual hemos dibujado en la citada fig. 4' las cotidales correspondientes, que sinceramente hemos de reconocer que, más que al cálculo directo, con el que concuerdan muy satisfactoriamente, hemos procurado adaptarlas a los datos que nos ha sido posible recopilar y que desgraciadamente, debido a las difíciles circunstancias actuales, no han sido todo lo profusos y detallados que hubiéramos deseado.

El *homo sapiens*, cuya ególatra fatuidad queda condensada en su propia autodenominación, se resiste generalmente a reconocer que sus modestos conocimientos del mundo que le rodea y de sus complejos fenómenos los debe más a sus sentidos que a su razón y petulante sapiencia.

De nada o de muy poco sirve una atractiva teoría, aparentemente bien fundada y con maravillosos desarrollos matemáticos, si no concuerda con la realidad.

No es necesario aclarar que muchos de los giros

que, nada más que aparentemente, experimentan las cotidales en la figura 4', son debidos a la proyección empleada en el planisferio.

Siguiendo la marcha de las dos ondas citadas, vemos que la del Pacífico Norte, después del rápido enderezamiento forzado de la protuberancia, que termina hacia la hora II, sigue avanzando hacia el NO., y después de rebasar hacia la hora I, siguiente, o sea once horas después, el especie de dique constituido por el largo bajo e islas Aleutianas, detrás de las cuales adopta la forma correspondiente a su expansión lateral, aborda, casi de frente, la zona Norte de la costa asiática, en la que probablemente se producirá una reflexión, que no hemos dibujado para no complicar el plano, y que avanzará apoyándose en las costas asiáticas, hacia el SO.

Obsérvese que, en estas reflexiones, tanto la onda incidente como la reflejada, tienden a concentrarse, por la acción de la fuerza centrífuga compuesta, en su vértice común, que recorre la costa de apoyo.

En este vértice, la altura decreciente, consecuencia del avance de la onda incidente, se va compensando, en parte, con la mayor altura de apoyo de la onda reflejada.

Ambas ondas, originaria y reflejada, van a perderse en el gran anulador de energía constituido por los nutridos archipiélagos y complicada forma de las costas de los mares comprendidos entre las costas del SE. asiático y Australia, entre las que, lógicamente, los movimientos del mar son muy complejos.