

CORRIENTES Y TRANSPORTES DE ARENAS ORIGINADOS POR EL OLEAJE

Por RAMÓN IRIBARREN CAVANILLES, Ingeniero de Caminos.

Se presenta en este trabajo una interesante aplicación de los planos de oleaje, que con tanto entusiasmo han sido acogidos por los técnicos de Puertos desde que Iribarren los dió a conocer en nuestra REVISTA en el año 1941. En este artículo se aplica dicho método al estudio de las corrientes y transportes de arena, y en otro próximo expondrá el autor el caso particular de la bahía de Fuenterrabía, con una colección de fotografías que comprueban con toda claridad los resultados que se obtienen de la aplicación de este nuevo e importante estudio.

Aunque este estudio tiene carácter general y puede, por lo tanto, aplicarse a cualquier caso que se presente, vamos a ocuparnos, especialmente, de la causa principal de los movimientos y transportes de arenas en las ensenadas por las que desembocan las rías de la región vasco-cantábrica que constituyen interesantes casos particulares y ejemplos de aplicación y comprobación de las teorías expuestas.

Dada la orientación, comprendida entre el Norte y el Noroeste, de las ensenadas y bahías de estas costas, los temporales del Noroeste acumulan las aguas en sus zonas más abiertamente expuestas a esa dirección, o sea, las zonas Este y Sureste, elevando su nivel medio en mayor proporción que en las zonas Oeste y Suroeste, menos expuestas a la acción de los citados temporales del Noroeste.

Esta diferente elevación del nivel medio, originada por el oleaje, es causa de una importante corriente que, avanzando del Este hacia el Oeste, en el fondo de estas bahías o ensenadas, arrastran las arenas en esa dirección.

Originándose esta interesante corriente como consecuencia de los temibles temporales del Cantábrico, es muy difícil estudiarla directamente, por lo que, más que para determinar sus valores utópicamente exactos, con el simple fin de formarse una idea aproximada de la importancia del fenómeno vamos a tratar de determinar su velocidad, o mejor dicho, su límite máximo aproximado.

Las alturas representativas de los excesos de presiones sobre la atmosférica, originados por el paso de la onda, y deducidas por Saint Venant y Flamant en el artículo publicado por los *Annales des*

No es necesario aclarar que denominamos movimientos o componentes longitudinales a los que se efectúan en el plano vertical xz , de avance de la onda, y transversales, los que se efectúan en el plano yz , también vertical y normal a aquél.

Estos planos son, respectivamente, tangentes a la normal y a la línea de onda del punto considerado que, debido a sus débiles y generalmente despreciables curvaturas, comprenden virtualmente en cada uno de ellos a la zona de estudio que, prácticamente, se reduce a las pequeñas áreas orbitarias o amplitudes de las oscilaciones.

Recordemos las ecuaciones generales del movimiento longitudinal originario:

$$\begin{cases} x = x_0 + r \sin \varphi, \\ z = z_0 - r' \cos \varphi, \end{cases}$$

y los semiejes orbitarios:

$$\begin{cases} r = h \frac{\text{Ch } \pi \frac{H - z_0}{L}}{\text{Sh } \pi \frac{H}{L}} \\ r' = h \frac{\text{Sh } \pi \frac{H - z_0}{L}}{\text{Ch } \pi \frac{H}{L}} \end{cases}$$

Siendo la fase $\varphi = \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_0}{L} \right)$, lo que pase en un punto cualquiera, en determinado momento, pasará igualmente en el origen, en otro momento también determinado, por lo que basta, para simplificar, con estudiar lo que sucede en dicho origen y sus proximidades comprendidas en su reducida órbita, en la que:

$$x_0 = 0 \quad y \quad \varphi = \frac{\pi t}{T}.$$

Siendo, como luego comprobaremos, las oscilaciones transversales de pequeñísima amplitud, podemos admitir, dentro del grado de aproximación en que nos desenvolvemos, que:

$$\frac{\partial P'}{\partial y} \approx \frac{\partial P'}{\partial y_0} = \frac{\rho g}{K} \cdot \frac{\partial r}{\partial y_0} \cos \varphi.$$

Teniendo r y r' los valores anteriormente indi-

cados, y siendo $z_0 = z' + S_h + r' \cos \varphi$, inmediatamente deducimos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial r'}{\partial y_0} &= \frac{\partial h}{\partial y_0} \times \frac{\text{Sh } \pi \frac{H - z_0}{L}}{\text{Sh } \pi \frac{H}{L}} - \\ &- \frac{\pi r}{L} \left(\frac{\pi h K}{L} \cdot \frac{\partial h}{\partial y_0} + \frac{\partial r'}{\partial y_0} \cos \varphi \right). \end{aligned}$$

que, en el origen $x_0 = 0$; $\varphi = \frac{\pi t}{T}$, e integrada, nos da:

$$\frac{g T}{K \pi} \cdot \frac{\text{Ch } \pi \frac{H - z_0}{L}}{\text{Sh } \pi \frac{H}{L}} \cdot \frac{dh}{dy_0} \sin \frac{\pi t}{T} = - \frac{dy}{dt} + C.$$

Siendo las presiones originarias periódicas, de período $2T$ y simétricas respecto al origen de coordenadas, el movimiento forzado resultante será también periódico, de período $2T$, y simétrico respecto a dicho origen, por lo que la constante C será nula.

Volviendo a integrar y teniendo en cuenta que, por las razones indicadas, la constante ha de ser también nula, obtenemos:

$$\frac{dh}{dy_0} \cdot \frac{g T^2}{K \pi^2} \cdot \frac{\text{Ch } \pi \frac{H - z_0}{L}}{\text{Sh } \pi \frac{H}{L}} \cdot \cos \frac{\pi t}{T} = y.$$

Si tenemos en cuenta que $T = \sqrt{\frac{\pi}{g} L K}$, llegamos a la expresión:

$$y = \frac{L}{\pi} \cdot \frac{dh}{dy_0} \cdot \frac{\text{Ch } \pi \frac{H - z_0}{L}}{\text{Sh } \pi \frac{H}{L}} \cdot \cos \frac{\pi t}{T}.$$

Las ecuaciones del movimiento molecular en planta serán:

$$x = r \sin \frac{\pi t}{T} = h \frac{\text{Ch } \pi \frac{H - z_0}{L}}{\text{Sh } \pi \frac{H}{L}} \cdot \sin \frac{\pi t}{T};$$

$$y = \frac{L}{\pi} \cdot \frac{dh}{dy_0} \cdot \frac{\text{Ch } \pi \frac{H - z_0}{L}}{\text{Sh } \pi \frac{H}{L}} \cdot \cos \frac{\pi t}{T},$$

que es una elipse cuya relación de semie

Las máximas velocidades correspondientes son:

$$v_{sx} = \frac{\pi r_{sx}}{T} = \frac{\pi \times 4,09}{6,8} = 1,89 \text{ m./s.};$$

$$v_{sy} = \frac{\pi \times 0,147}{6,8} = 0,067 \text{ m./s.};$$

$$v_{fx} = \frac{\pi r_{fx}}{T} = \frac{\pi \times 3,93}{6,8} = 1,81 \text{ m./s.};$$

$$v_{fy} = \frac{\pi \times 0,141}{6,8} = 0,06 \text{ m./s.}$$

La pequeñez de los semirrecorridos transversales en el fondo, $r_{fy} = 0,141 \text{ m.}$, y de sus máximas velocidades correspondientes, $v_{fy} = 0,06 \text{ m./s.}$, nos comprueban la pequeña importancia de estas corrientes oscilantes, en lo que al transporte de arenas se refiere.

En cambio, no hay que olvidar nunca las fuertes corrientes oscilantes longitudinales, $V_{fx} = 1,81$ metros por segundo, que se aproximan a su cuádruplo en las zonas menos abrigadas de la bahía, y que mantienen en suspensión a las arenas del fondo, por lo que éste realmente se esfuma o diluye durante los fuertes temporales, permitiendo que, aun débiles corrientes permanentes, efectúen voluminosos transportes de estas arenas en agitada suspensión.

Determinadas anteriormente las ecuaciones del movimiento en planta, fácilmente podemos generalizarlas, a base de la teoría trocoidal, introduciendo incluso la ecuación correspondiente al movimiento vertical.

Obtenemos así las ecuaciones aproximadas del movimiento en tres dimensiones y en el origen de coordenadas, o mejor dicho, en el eje de las z ($x_0 = y_0 = 0$), que puede coincidir, con su debido

vimientos oscilantes hasta ahora estudiados, puede, como se admite generalmente, prescindirse de la acción de la viscosidad, llegando a resultados aceptablemente aproximados.

En cambio, en el caso de las grandes velocidades que adquirirían las moléculas siempre empujadas, por decirlo así, del mismo lado, el frenado producido por la viscosidad, o mejor dicho, el consumo de energía por ella originado, que llegaría a igualarse al trabajo motor de las presiones, hace que dichas moléculas adquieran un régimen similar al uniforme de los canales inclinados, y cuya fórmula de Chezy, $V = C \sqrt{R} i$, podemos, aproximadamente, utilizar.

En efecto: si en el canal de Chezy, de pendiente $i = \frac{dh_1}{dy}$, siendo h_1 la profundidad de la molécula considerada, estableciésemos del mismo modo, y siendo $\frac{P}{\rho g} = h_1$, su ecuación de equilibrio dinámico, obtendríamos:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = g \frac{\partial h_1}{\partial y} = - \frac{d^2 y}{dt^2},$$

que es similar a la anterior y cuyas aceleraciones son frenadas, del mismo modo, por la viscosidad, hasta llegar, en el límite, al movimiento uniforme.

Como consecuencia de esto, basta determinar, siempre a base del plano de oleaje correspondiente, la pendiente media transversal que se obtiene dividiendo la diferencia de las alturas medias, S_r , correspondientes a las zonas más o menos batidas de la bahía, por la distancia transversal que hay entre esas dos zonas, medida a lo largo de la línea de onda.

Dentro del grado de aproximación en que nos movemos, basta, para determinar dichas medias de S_r correspondientes a cada una de las repetidas zonas, con obtener la media aritmética de la sobreelevación superficial:

$$S_{rs} = \frac{\pi \left(\frac{r_s}{K} \right)^2 K}{2L} = \frac{\pi h^2 K}{2L} = S_h,$$

y de la virtual correspondiente al fondo:

La sobreelevación media de esta sección será:

$$\frac{0,70 + 0,64}{2} = 0,67 \text{ m.}$$

Análogamente, en el centro del tramo más abrigado, 8'', de aproximadamente igual profundidad, tenemos:

$$S_{h8''} = \frac{\pi \times 2^2 \times 3,15}{2 \times 48} = 0,41,$$

y:

$$S_{f8''} = \frac{0,41}{1,05^2} = 0,37 \text{ m.};$$

luego su sobreelevación media será:

$$\frac{0,41 + 0,37}{2} = 0,39 \text{ m.}$$

Siendo la distancia entre los dos centros de ambos tramos, $171 \times 12 = 2052 \text{ m.}$, la pendiente resulta ser:

$$i = \frac{0,67 - 0,39}{2052} = 0,000135.$$

Obtenemos en definitiva la velocidad:

$$V = C \sqrt{Ri} = 50 \sqrt{5 \times 0,000135} = 1,30 \text{ m./s.}$$

Si en vez del nivel medio $0,67 - 0,39 = 0,28 \text{ m.}$, hubiéramos operado con el superficial $0,70 - 0,41 = 0,29$, o con el del fondo, $0,64 - 0,37 = 0,27$, hubiéramos obtenido sus velocidades correspondientes, que, como vemos, difieren poco de la media hallada.

estado de marea se referirán los planos de oleaje que a continuación determinamos.

En esta región del Cantábrico solamente son realmente terribles los temporales del NO., cuya línea de agua llega hasta Groenlandia, pues a poco que role hacia el N., dicha línea de agua o "fetch" disminuyen enormemente por encontrarse con las costas inglesas o francesas, y los temporales del sector O. disminuyen también en intensidad por avanzar en dirección sensiblemente paralela a nuestras costas cantábricas, con su consiguiente consumo lateral de energía y expansión de onda.

En su consecuencia, y siendo el gran "fetch" de estos terribles temporales del NO. del orden de los 3 330 Km., obtenemos las máximas características de la ola, en grandes profundidades:

$$\text{Altura: } 2 h_0 = 1,2 \sqrt{F} = 1,2 \sqrt{3\,330} = 9,12 \text{ metros.}$$

$$\text{Longitud: } 2 L_0 = 3,5 (2 h_0)^2 = 3,5 \times 9,12^2 = 290 \text{ metros.}$$

En el Anejo núm. 1 que constituye el Plano General de la costa cantábrica que abarca a Fuenterrabía, o sea, en el número 910 de los de la Comisión Hidrográfica, a escala aproximada en esta zona, de

$$\frac{1}{93\,000}, \text{ y en profundidades superiores a } L_0 = \frac{290}{2} =$$

145 m., representamos la situación de una línea de onda del repetido temporal NO., que será la recta normal a esta dirección.

Para que sus avances sucesivos sean cómoda y prácticamente visibles a la reducida escala del plano, los representamos cada $n = 10$ semiperíodos, o sea, en dichas grandes profundidades, cada

En estas condiciones el Cuadro de avances, análogo al anterior, será:

Profundidades H , en metros	Avances correspondientes, en milímetros
$H = (4) \times L_0 = (4) \times 145$	$n L = 2 L = 24 \times (3)$
144,42	23,90
137,00	23,88
130,00	23,86
126,00	23,78
118,50	23,68
110,80	23,56
102,20	23,42
94,70	23,20
83,50	23,02
75,00	22,54
66,80	22,04
58,20	21,36
49,50	20,41
40,70	19,20
33,10	17,64
24,20	15,80
16,30	13,40
9,60	10,52
4,35	7,20
1,17	3,82
0,725	3,00
0,435	2,26
0,145	1,52
0,—	0,72
0,—	0,—

Con él a la vista, determinamos fácilmente, en el citado plano de oleaje que constituye el Anejo nú-

mero 2, las situaciones de las líneas de onda correspondientes a cada $n = 2$ semiperíodos, o si se prefiere, la situación instantánea de todas las crestas o senos de las olas.

Además de las alturas correspondientes a la línea de onda que afecta al puerto de refugio, hemos determinado también las correspondientes a la cala Asturiaga para poder determinar la

Pasando, en el perfil longitudinal correspondiente, Anejo núm. 3, de la representación escalonada, así obtenida, a la continua, vemos que la altura de ola en la zona de la calle Asturiaga es todavía de una altura que se aproxima a $2L = 7$ m., lo que, como

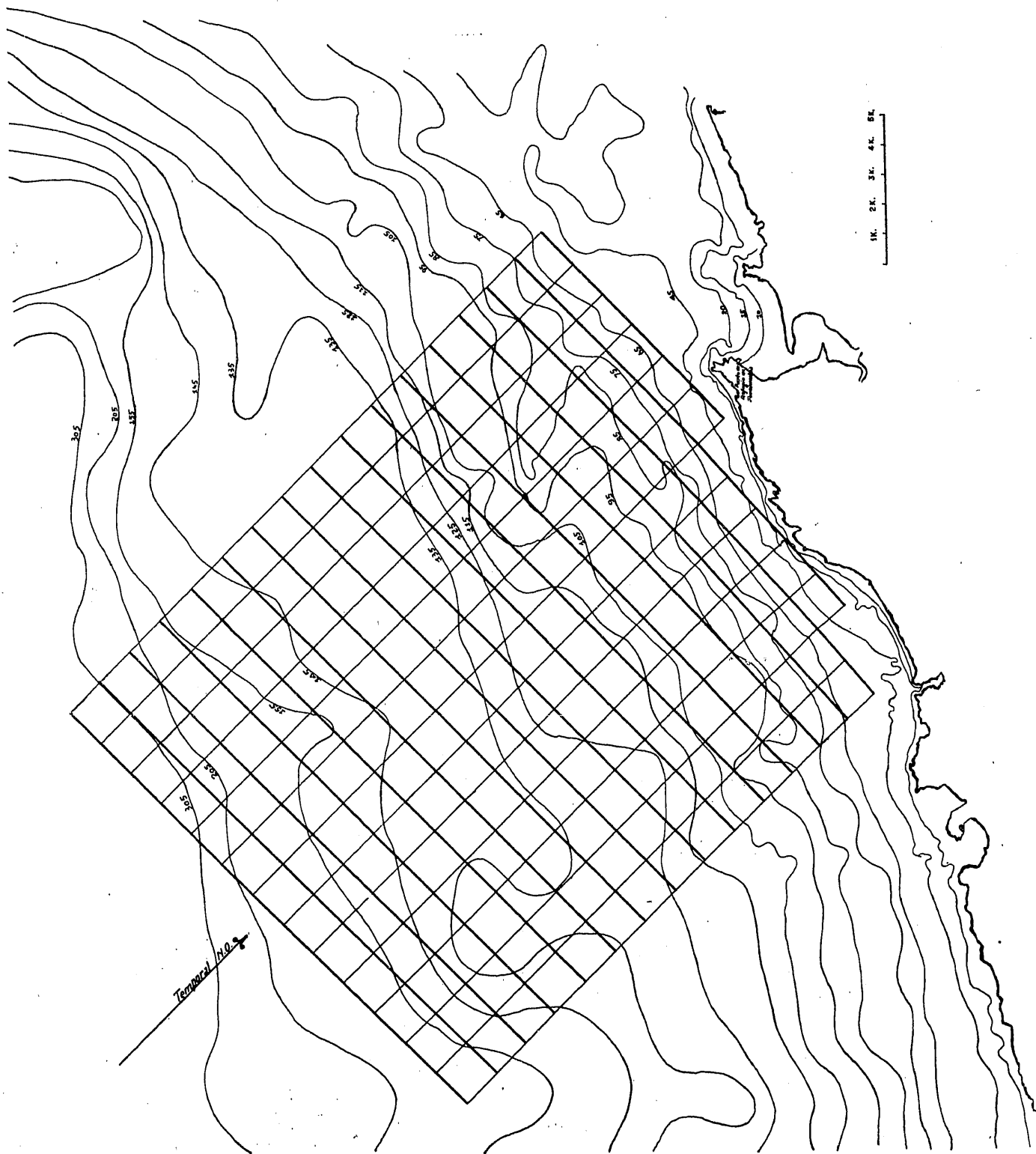
es lógico, y era de prever, nos indica que su abrigo natural no es eficaz en dicha zona.

En cambio, en la zona del puerto de refugio, o sea, en la onda 1", 2", 3", 4", 5", 6", 7", 8", y según el siguiente cuadro:

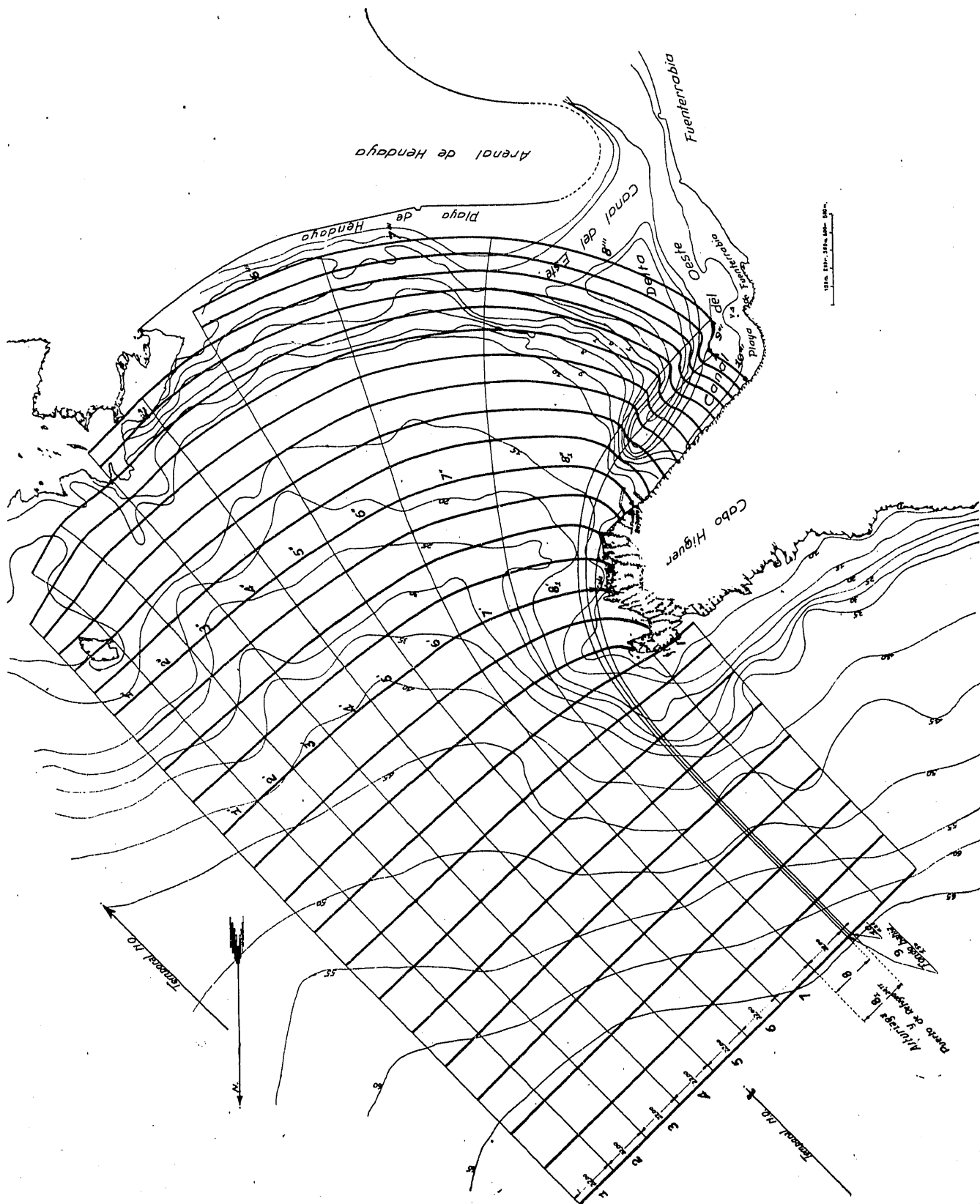
Onda frente al puerto de refugio.

ONDA ORIGINARIA		ONDA EXPANSIONADA		SEMIALTURAS	Altura $2L$
Tramo número	Anchura A_0 milímetros	Tramo número	Anchura A milímetros	$L = h_0 \sqrt{\frac{A_0}{A}}$	
1	22,00	1"	22,50	$4,56 \ 0,979 = 4,56 \times 0,99 = 4,51$	9,02
2	22,00	2"	23,50	$\times 0,938 = \times 0,97 = 4,42$	8,84
3	22,00	3"	23,50	$\times 0,938 = \times 0,97 = 4,42$	8,84
4	22,00	4"	28,50	$\times 0,773 = \times 0,88 = 4,01$	8,02
5	22,00	5"	29,00	$\times 0,76 = \times 0,872 = 3,98$	7,96
6	22,00	6"	39,00	$\times 0,565 = \times 0,75 = 3,42$	6,84
7					

ANEJO NÚM. 1. - Plano de oleaje exterior.

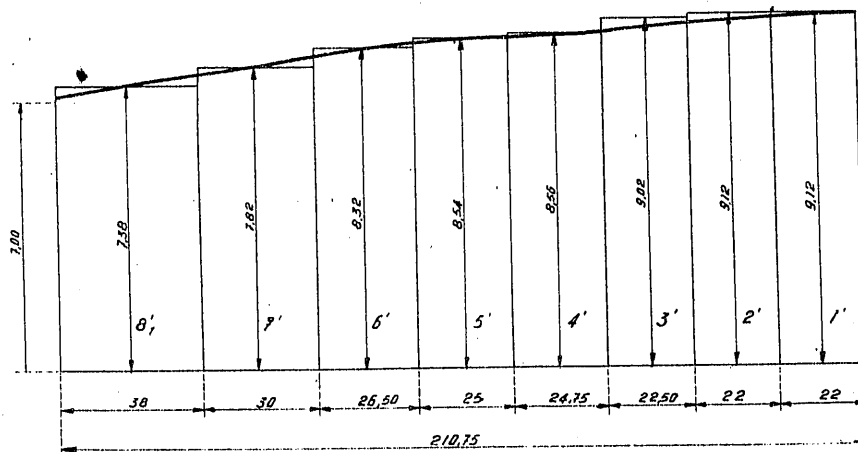


ANEJO NÚM. 2. - Plano de oleaje de la bahía de Fuenterrabía.



ANEJO NÚM. 3. - Perfiles longitudinales de alturas de ondas.

Onda frente a "Asturiaga"



Onda frente al Puerto de Refugio

