SECCIÓN TÉCNICA

Cálculo de los rompeolas de muro vertical

POR

JORGE LIRA O.

En la construcción de las obras de abrigo de los puertos, se emplean diversas soluciones, que pueden ser agrupadas en dos tipos característicos: uno de ellos consiste en construir un gran prisma de enrocados de diversos tamaños, protegido en su parte más expuesta por medio de grandes bloques, naturales o artificiales; el otro consiste en construir un muro de paramentos más o menos verticales, fundado a una profundidad considerable, ya sea sobre el suelo natural o ya sobre una base de enrocados.

Las dimensiones de las obras del primer tipo no pueden determinarse sino por comparación y atendiendo a los elementos que van a emplearse en su construcción; pues no es posible calcular la solicitación de los materiales que la componen, sometidos a la acción de las olas que han venido a romper contra la obra misma. Por lo que se refiere a las obras del segundo tipo, que deben construirse en honduras tales que las olas lleguen hasta ellas sin romper, es decir cuando conservan todavía su movimiento ondulatorio, más o menos deformado, es posible determinar los esfuerzos que las olas van a ejercer sobre ellas, si no con la aproximación que se acostumbra en la generalidad de los problemas de Estabilidad, por lo menos, con la necesaria para adoptar dimensiones que resulten suficientes y no excesivas.

El presente estudio tiene por objeto únicamente tratar de encontrar una determinación de las presiones que una ola, que llega a chocar con un muro vertical, reflejándose en él, ejerce contra ese muro.

Este problema, a pesar del enorme interés práctico que tiene, ha preocupado poco a los Ingenieros, pues en realidad son contadas las tentativas que se han hecho para buscar una solución sencilla y aproximada de él, probablemente, en gran parte por lo menos, a causa de la certidumbre de que no es posible abordarlo en forma matemática.

Entre las pocas tentativas de esta clase que conocemos, las que tienen más apariencias de aproximación son las derivadas de los datos contenidos en la obra *Wave action in relation to engeneering structures* del Capitán Gaillard, de la marina norteamericana, por una parte, y la publicada por el Ingeniero M. Bénézit en los *Anales de Puentes y Calzadas* de 1923. La primera tiene como base la determinación, de la presión máxima ejercida por la ola, hecha de un modo enteramente empírico y la adopción de una ley de repartición de las presiones sobre el muro, derivada de ciertas observaciones, desgraciadamente poco numerosas y poco sistemáticas, llegando a un resultado análogo al que indica la fig. 1; la segunda se basa en el cálculo de las presiones hidrostáticas que soportan las moléculas líquidas por efecto del movimiento ondulatorio, considerando que las presiones que las olas ejercen contra el muro son esencialmente estáticas.

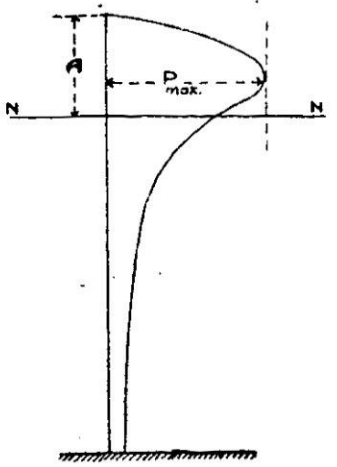


fig. 1.

Sin entrar a analizar en detalle las bases del primero de estos métodos, aplicado por nosotros en dos ocasiones, por falta de otro, nos limitaremos a manifestar que no lo encontramos satisfactorio, porque hace intervenir la velocidad de propagación de las ondas, meramente aparente, porque los coeficientes recomendados por el Sr. Gaillard son términos medios entre valores extremos muy distintos, y

porque las presiones máximas que resultan no se explican sino como fenómenos locales, debidos a interferencias y otras anomalías, ajenas al movimiento regular de que está animada el agua antes de que se destruya el movimiento ondulatorio.

El método propuesto por el Sr. Bénézit, y aplicado por él al cálculo del nuevo molo de Argel, no satisface tampoco, porque no toma en cuenta la presión dinámica debida a la velocidad orbital de que está animada el agua al llegar al muro. Este ingeniero considera el fenómeno como exclusivamente estático, en lo que no estoy de acuerdo con él, pues he podido sentir personalmente el efecto del choque del agua contra el molo de este tipo construído en Valparaíso, en circunstancias en que la agitación del mar no era muy fuerte y en una parte de la obra en que la profundidad del mar es de cerca de 50 m. A este respecto estoy de acuerdo con lo que dice el Sr. Coen-Cagli en su curso de *Trabajos marítimos*, al afirmar que este fenómeno es en gran parte dinámico.

A mi juicio los esfuerzos soportados por los rompeolas de este tipo son en parte estáticos y en parte dinámicos: los primeros se deben al aumento de presión soportado por las moléculas líquidas, y transmitido al muro, al elevarse la ola, y los segundos al choque de las moléculas líquidas, animadas de velocidades orbitales considerables. En los párrafos que siguen, procuraremos avaluar ambas presiones con aproximación suficiente y valiéndonos de construcciones sencillas. Los resultados de este estudio los agregamos incidentalmente a un informe sobre la construcción de rompeolas en mares sin marea, presentado al Congreso de Navegación del Cairo, pero, por falta de espacio tuvimos que limitarnos a dar un resumen demasiado sucinto de él.

Las olas son ondas que se propagan de acuerdo con leyes deducidas teóricamente desde hace muchos años y los resultados de las observaciones hechas sobre ellas concuerdan más o menos bien con la teoría, cuando las profundidades son considerables: la forma instantánea de la superficie del agua es la de una *trocoide*, curva engendrada por un punto interior de un círculo que se translada, girando, de donde ha venido el nombre de la teoría *trocoidal* sobre este movimiento, casi universalmente aceptada.

Vamos a recordar las características principales de este movimiento ondulatorio.

Cuando una ola se propaga en profundidades teóricamente ilimitadas, y prácticamente en aguas muy profundas, un punto cualquiera de la masa líquida describe una órbita circular cerrada. El radio de estas órbitas es máximo en la superficie libre y cero en el fondo; además el radio r de la órbita de una molécula situada

a la profundidad d bajo el centro de la órbita de superficie está relacionado con el radio R de esta última órbita por la ecuación

$$r = R\, e^{2\pi \frac{d}{L}} \qquad (1)$$

Para las aplicaciones, y sin cometer error apreciable, se pueden medir las profundidades d a partir de la superficie libre del agua en reposo, lo que es más sencillo.

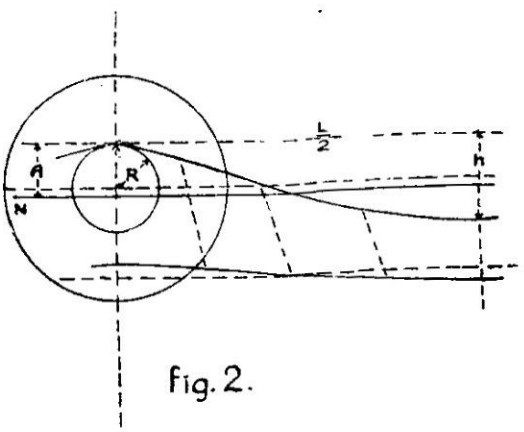


Fig. 2.

En la fig. 2 se indica la órbita de superficie, el círculo generador de la trocoide, cuyo radio vale $L : 2 \pi$ si llamamos L el largo de la ola, y la trocoide de superficie, que corresponde al radio R igual a $h : 2$, designando por h la altura de la ola. Se ha dibujado además la órbita de la molécula situada a la profundidad h y la trocoide correspondiente.

En esa figura se ve que las trocoides son disimétricas, siendo más aplanada la parte que corresponde al hueco de la ola, de donde se desprende que la superficie N de reposo divide a la ola en dos partes desiguales, siendo mayor la que queda encima de ese nivel; como consecuencia de esto, los centros de las órbitas se encuentran encima de las superficies de nivel correspondientes en reposo. La elevación de los centros de las órbitas de superficie sobre el nivel N vale $\pi R^2 : L$, y por consiguiente la altura A de la cresta de la ola sobre el nivel de reposo será

$$A = R + \frac{\pi \cdot R^2}{L}$$

expresión que podemos poner bajo la forma

$$A = \frac{h}{2} + \frac{\pi \cdot R^2}{L} \qquad (2)$$

Con frecuencia se encuentra esta relación, expresada únicamente en función de h y de L, en la forma siguiente:

$$A = \frac{h}{2} + 0.785 \frac{h^2}{L}$$

En el estudio de este movimiento ondulatorio Rankine ha demostrado que la presión hidrostática sobre una trocoide cualquiera es la misma que hay en reposo sobre la recta correspondiente; es decir que las superficies de nivel, primitivamente planas, son reemplazadas por superficies trocoidales. Este teorema tiene mucho importancia en la práctica, porque de él se desprende que las presiones sobre los puntos de una vertical cualquiera son constantemente variables y oscilan entre un máximo, que se produce cuando la cresta de la ola pasa por la vertical de que se trata, y un mínimo, que se produce cuando pasa el hueco.

Como en el fondo la trocoide se confunde con una línea recta, la presión permanece constante.

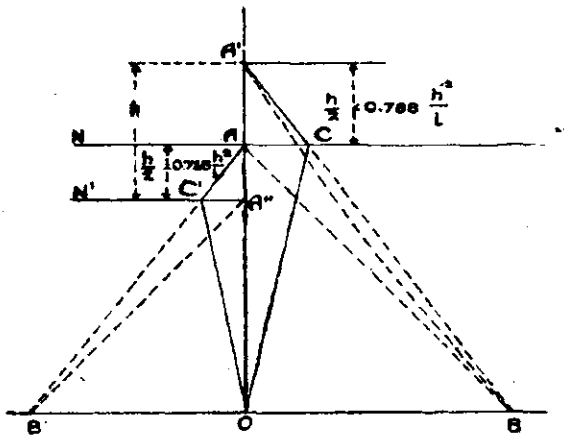


fig. 3

En la fig. 3 se ha dibujado una vertical que pasa por un punto O, la superficie de reposo NN y la línea AB, tal que OB sea igual a OA, que corresponde a la

ley de variación de las presiones en reposo. Si se marca en A' la altura a que llegará la cresta de la ola, una curva logarítmica A'B, tangente en B a AB, representará la ley de variación de las presiones en el momento considerado, y las longitudes horizontales comprendidas entre A'AB y esa curva representarán los aumentos de presión en los diferentes puntos de la vertical. Como dice con razón el Sr. Bénézit en el estudio citado, las diferencias entre la curva logarítmica y la recta A'B son relativamente pequeñas y se puede reemplazar a dicha curva por esa recta, simplificando considerablemente el trabajo.

Hecha esta simplificación, los aumentos de presión a lo largo de la vertical estarían representados por las ordenadas horizontales comprendidas entre la vertical A'O y las rectas A'C y CO. En cuanto al punto C, se le puede fijar de una manera sencilla, tomando AC igual a AA', elevación de la cresta de la ola sobre el nivel de reposo, sin cometer por ello un error inaceptable, pues hay que recordar que se trata de profundidades considerables, ya que no indefinidas.

De una manera análoga, si se indica con N'N' el nivel a que baja el hueco de la ola, situado a la profundidad $h : 2+0{,}785 \cdot h^2 : L$ bajo el nivel de reposo NN se toma OB' igual a OB y se une C' con O, se tendría en las ordenadas horizontales comprendidas entre la vertical OA y las rectas AC' y C'O, siendo A''C' igual a AA'' las diminuciones máximas de presión a lo largo de la misma vertical.

Si llamamos t el período de la ola, es decir el tiempo que media entre el paso de dos crestas sucesivas por un mismo punto, se puede deducir la relación

$$t = \sqrt{\frac{2\pi L}{g}} \qquad (3)$$

y si designamos por V la velocidad aparente de propagación de la ola, de la expresión anterior obtendríamos:

$$V = \sqrt{\frac{g \cdot L}{2 \cdot \pi}} = 1{,}25\sqrt{L} \qquad (4)$$

Estas relaciones teóricas, deducidas en la hipótesis de que el agua fuera un líquido perfecto, conducen a resultados que a veces difieren mucho de los observados; de manera que sus indicaciones no pueden considerarse sino como meras posibilidades. Otro tanto sucede con la velocidad orbital, constante en cada órbita

circular, en el caso de olas en profundidades indefinidas, razón por la cual no aconsejaríamos emplear la relación conocida

$$v = R\sqrt{\frac{2\pi g}{L}}$$

en que v es la velocidad orbital, sino deducir dicha velocidad del período observado T, adoptando el valor

$$v = \frac{2\pi R}{T}$$

Cuando las olas se propagan en profundidades reducidas, como sucede siempre al llegar a las obras exteriores de los puertos, las condiciones del movimiento orbital se modifican profundamente: la influencia del fondo se hace sentir en toda la hondura del agua y las órbitas descritas por las moléculas líquidas, que antes eran circulares, se transforman en elípticas. Esta transformación se produce desde que la influencia del fondo se manifiesta, es decir desde profundidades muy grandes; pero para los efectos de las aplicaciones la forma elíptica de las órbitas sólo se hace sensible, cuando la profundidad relativa H : L es menor que 0,3, llamando H la hondura y L el largo de la ola.

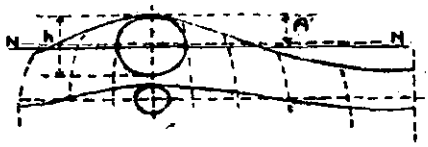


Fig.4.

El semi-eje menor b^s de la órbita de superficie es igual a la mitad de la altura h de la ola, y el semi-eje mayor correspondiente, a^s, está ligado con el anterior por la relación

$$a^s = \frac{e^m + 1}{e^m - 1} b^s \qquad (6)$$

en que e es la base de los logaritmos neperianos y m una función de la profundidad relativa H : L, que vale

$$m = 4 \cdot \pi \cdot \frac{H}{L} \qquad (7)$$

Si en (6) reemplazamos la fracción por un coeficiente K, que depende sólo de la profundidad relativa, podemos escribir

$$a^s = K \cdot b^s \qquad (8)$$

expresión muy fácil de calcular con ayuda del cuadro I.

CUADRO I.—VALORES DE

H : L	K	H : L	K	H : L	K
0,03	5,38	0,13	1,49	0,23	1,12
0,04	4,07	0,14	1,41	0,24	1,11
0,05	3,29	0,15	1,36	0,25	1,09
0,06	2,78	0,16	1,31	0,26	1,08
0,07	2,48	0,17	1,27	0,27	1,07
0,08	2,20	0,18	1,24	0,28	1,06
0,09	1,99	0,19	1,21	0,29	1,05
0,10	1,80	0,20	1,18	0,30	1,05
0,11	1,68	0,21	1,16	0,31	1,04
0,12	1,57	0,22	1,14	0,32	1,04

En este cuadro puede verse que para H : L igual a 0,3 K vale 1,05, es decir que se alcanza a notar el aplanamiento de las órbitas, lo que justificaría que se adoptara esa hondura relativa como límite de separación de las olas que se propagan en aguas bajas y las que se propagan en aguas profundas, en lugar de H : L igual a 0,5, que señalan ordinariamente.

En realidad no parece lógico fundar el límite de esa separación en el solo hecho de que se note el aplanamiento de las órbitas. Lo que interesa en las aplicaciones

son las velocidades orbitales máximas, proporcionales a a^s, o las presiones correspondientes, proporcionales al cuadrado de ese elemento: si consideramos como aguas bajas la profundidad relativa en que la velocidad orbital sea superior siquiera en 30% a la de la misma ola en profundidad indefinida, el límite de separación correspondería a H : L igual a 0,16; si consideramos en cambio como término de comparación el aumento de 30% en la presión dinámica de la ola, que varía con k^2, el límite sería H : L igual a 0,22. Como este último límite es el que interesa en las aplicaciones de que nos ocupamos, consideraremos como olas en aguas bajas aquellas que se propagan en honduras relativas menores que 0,22.

En la práctica las olas de temporal, cerca de las obras de abrigo de los puertos, que se encuentran en profundidades de 20 a 30 metros, tienen longitudes de 120 a 150 metros, de manera que las profundidades relativas valen alrededor de 0,2, razón por la cual las olas que nos interesan son las que se propagan en aguas bajas, salvo raras excepciones.

Los semi-ejes a y b de una órbita cualquiera, situada a la hondura d bajo el centro de la órbita de superficie, hondura que en la práctica puede referirse al nivel de reposo, valen

$$a = b^s \frac{e^n + e^{-n}}{e^p - e^{-p}} \qquad (9)$$

$$b = b^s \frac{e^n - e^{-n}}{e^p - e^{-p}} \qquad (9')$$

expresiones en las cuales los exponentes valen

$$n = 2\pi \frac{H - d}{L} \qquad p = 2\pi \frac{H}{L}$$

En el cuadro II se indican los valores de $e^{2\pi x}$ y $3^{2\pi x}$ frente al de x correspondiente, de manera que con su ayuda se pueden calcular fácilmente los valores de a y b para un caso concreto.

CUADRO II.—VALORES DE $e^{\frac{2\pi x}{}}$ y $e^{-\frac{2\pi x}{}}$

x	$e^{\frac{2\pi x}{}}$	$e^{-\frac{2\pi x}{}}$	x	$e^{\frac{2\pi x}{}}$	$e^{-\frac{2\pi x}{}}$
0,03	1,207	0,829	0,16	2,740	0,365
0,04	1,286	0,778	0,17	2,908	0,344
0,05	1,369	0,732	0,18	3,097	0,323
0,06	1,458	0,686	0,19	3,298	0.303
0,07	1,552	0,646	0,20	3,511	0,285
0,08	1,653	0,606	0,21	3,981	0,251
0,09	1,760	0,568	0,22	4,514	0,222
0,10	1,874	0,534	0,24	5,118	0,196
0,11	1,995	0,502	0,26	5,803	0,173
0,12	2,125	0,471	0,38	6,580	0.152
0,13	2,262	0,443	0,30	7,460	0,134
0,14	2,409	0,416	0,32	8,859	0,117
0,15	2.565	0,390	0,34	9,591	0,104

A este respecto conviene observar que el semi-eje menor de la órbita del fondo vale cero y el semi-eje mayor de la misma, que se confunde con la mitad de la distancia focal de la elipse correspondiente, vale

$$af = bs \frac{2}{ep - e\text{-}p}$$

y la distancia focal valdrá

$$2c = 2af = \frac{4\,bs}{ep - e\text{-}p}$$

cantidad independiente de d y función sólo de bs es decir de la altura de la ola, y de la profundidad relativa H : L.

Por otra parte de las ecuaciones (9) y (9'), recordando que la distancia focal de la elipse vale

$$2c = 2\sqrt{a^2 - b^2}$$

se deduce el mismo valor de f que acabamos de encontrar del cual se desprende que dicha distancia focal es constante a todo lo largo de una vertical. Esta propiedad nos servirá para determinar la distancia focal en función de H : L y la altura h de la ola, recordando que para la órbita de superficie

$$2c = 2\sqrt{a_s^2 - b_s^2}$$

y como

$$a_s = K \cdot b_s$$

resulta

$$2c = 2\sqrt{b_s^2(K^2 - 1)}$$

o sea

$$2c = l\sqrt{K^2 - 1} \qquad (11)$$

En el cuadro III se indican los valores de $K^2 - 1$ para los de H : L que se necesitan en la práctica.

CUADRO III.—VALORES DE $\sqrt{K^2 - 1}$

H : L	$\sqrt{K^2 - 1}$	H : L	$\sqrt{K^2 - 1}$
0,03	5,18	0,17	0,78
0,04	3,94	0,18	0,74
0,05	3,13	0,19	0,68

0,06	2,59	0,20	0,62
0,07	2,27	0,21	0,58
0,08	1,96	0,22	0,55
0,09	1,72	0,23	0,50
0,10	1,49	0,24	0,48
0,11	1,35	0,25	0,44
0,12	1,21	0,26	0,41
0,13	1,10	0,27	0,38
0,14	0,99	0,28	0,35
0,15	0,92	0,29	0,31
0,16	0,85	0,30	0,22

Al tratar de las olas que se propagan en aguas profundas vimos que la cresta de ellas se eleva sobre el nivel de reposo hasta una altura dada por la ecuación (2)

$$A = \frac{h}{2} + \frac{\pi \cdot R^2}{L}$$

que pusimos bajo la forma:

$$A = \frac{h}{2} + 0.785 \frac{h^2}{L}$$

En el caso de olas que se propagan en aguas bajas se ha observado que a medida que la profundidad disminuye la altura de la cresta sobre el nivel de reposo aumenta; pero no conocemos una expresión sencilla que permita determinar el valor correspondiente. Como es indudable que esa elevación sea dependiente de H : L y como debe haber continuidad al pasar de las aguas profundas a las bajas, nos parece aceptable calcular por medio de la relación

$$A' = \frac{h}{2} + \frac{\pi \cdot a^2 s}{L} \qquad (12)$$

que sería general, y que cuadra mejor que la expresión teórica

$$A' = \frac{h}{2} + \frac{\pi \cdot as \cdot bs}{L}$$

con las observaciones, pues esta última da valores francamente menores que los observados.

La expresión (12) fácil de calcular, reemplazando a a^s por su valor $K \cdot b^s$, con lo cual se obtiene

$$A' = \frac{h}{2} + \frac{\pi}{4} \cdot K^2 \cdot \frac{h^2}{L}$$

o sea, haciendo $\frac{\pi}{4} \cdot K^2 = K'$

$$A' = \frac{h}{2} + K' \cdot \frac{h^2}{L}$$

En el cuadro IV se indican los valores de K' frente a los de H : L correspondientes.

CUADRO IV.—VALORES DE $K' = \frac{\pi}{4} \cdot K^2$

H : L	K'	H : L	K'
0,05	12,5	0,18	1,21
0,06	8,5	0,19	1,15
0,07	6,0	0,20	1,09
0,08	5,8	0,21	1,06
0,09	3,7	0,22	1,02
0,10	3,15	0,23	0,99
0,11	2,5	0,24	0,97

0,12	1,96	0,25	0,95
0,13	1,73	0,26	0,93
0,14	1,57	0,27	0,91
0,15	1,41	0,28	0,89
0,16	1,33	0,29	0,87
0,17	1,26	0,30	0,86

Respecto a este coeficiente K', el Sr. Gaillard, en su obra ya citada, admite que es una constante de cada localidad, que dependería por consiguiente de la profundidad y de la forma del fondo submarino, y en un cuadro comparativo, que se refiere a la entrada del puerto de Duluth, reproduce los resultados del cálculo, admitiendo un valor 2 para K', con los de las medidas experimentales. A nuestro juicio es más probable que K' sea función de H : L, como lo hemos expresado más atrás, y para comprobar los resultados de la fórmula que proponemos hemos carculado la elevación A' de la ola por medio de la ecuación 12', tomando K' del cuadro IV, y hemos comparado los resultados de ese cálculo con los que indica el Sr. Gaillard como observados. Hemos tomado al azar algunas de las observaciones del Sr. Gaillard, teniendo cuidado solamente de que las alturas de las olas sean diferentes, y en el cuadro que sigue hemos reunido los resultados comparativos.

h	L	H	H : L	K'	Elevación calc.	Elevación obsr.
3,05	45	8	0,18	1,21	1,94	2,00
3,60	53	8	0,15	1,41	2,15	2,50
3,81	50	8	0,16	1,33	2,29	2,75
4,30	53	8	0,15	1,41	2,65	2,78
6,00	64	8	0,125	1,80	4,00	3,96
7,00	64	8	0,125	1,80	4,89	4,58

Como puede verse, las diferencias entre el cálculo y la observación son pequeñas y algunas veces despreciables. El término medio de los valores calculados corresponde al 96% de los observados, de modo que el error medio es de 4%, siendo de 15% el mayor. Sería interesante poder establecer una comparación más completa con resultados de otras observaciones, sobre todo si se refieren a valores pe-

queños de H : L, que es donde la expresión (12') puede dar resultados más exagerados.

En el gráfico fig. 5, se han reunido las curvas representativas de los valores de K, $\sqrt{K^2-1}$ y K' en función de H : L; lo que facilitará las interpolaciones, si se las considera necesarias.

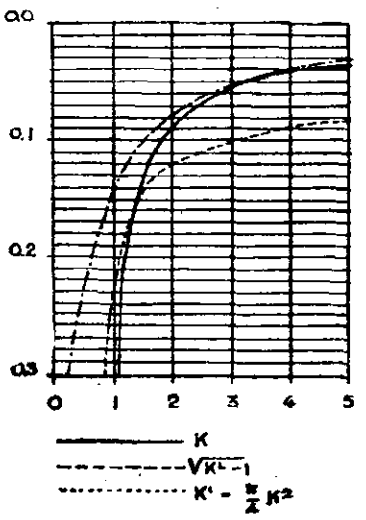


fig.5.

En cuanto a las presiones hidrostáticas que soportan las moléculas líquidas cuando una ola se propaga en aguas bajas, no son tan fácilmente determinables como en el caso de la propagación en aguas de profundidad indefinida; pero las trocoides serán siempre líneas más o menos semejantes a las directrices de las superficies de nivel en movimiento. En vista de eso, para las aplicaciones podremos determinar las variaciones de las presiones hidrostáticas de la misma manera que adoptamos al tratar de las olas que se propagan en aguas bajas, fig. 3.

Por lo que se refiere al período de una ola que se propaga en aguas bajas, evidentemente tiene que ser el mismo que tenía cuando se propagaba en mayores profundidades; de donde se deduce que, si se observa una ola en aguas bajas, como su largo es menor que el que tenía en las grandes honduras, su período tiene que ser mayor que el que se deduciría de la aplicación de la relación (3). En efecto, teóricamente el período correspondiente debe ser

$$t' = \sqrt{\frac{a_s}{b_s}} \cdot \sqrt{\frac{2\pi L}{g}} \qquad (13)$$

$$t' = \sqrt{K} \cdot \sqrt{\frac{2\pi L}{g}} \qquad (13')$$

En el cuadro V se indican los valores correspondientes a los casos de mayor aplicación.

CUADRO V.—VALORES DE

H : L	$\sqrt{K}$	H : L	$\sqrt{K}$	H : L	$\sqrt{K}$
0,03	2,32	0,11	1,29	0,19	1,10
0,04	2,02	0,12	1,25	0,20	1,09
0,05	1,81	0,13	1,22	0,21	1,08
0,06	1,66	0,14	1,19	0,22	1,07
0,07	1,57	0,15	1,16	0,23	1,06
0,08	1,48	0,16	1,14	0,24	1,05
0,09	1,41	0,17	1,13	0,25	1,04
0,10	1,34	0,18	1,11	0,26	1,04

Respecto a la velocidad orbital, sucede algo parecido a lo que indicamos al referirnos a las olas que se propagan en profundidades indefinidas: lo mejor será, pues, deducirla del tamaño de las órbitas y del período observado T'.

En el caso de órbitas elípticas, como el movimiento es tal que en tiempos iguales una molécula líquida recorre ángulos en el centro iguales, la velocidad orbital resulta constantemente variable, correspondiendo su máximo al momento en que la molécula se encuentra en la cresta de la ola y el máximo de sentido contrario, al momento en que se encuentra en el hueco. En ambos casos el valor de la velocidad será

$$v' = \frac{2\ \pi\ a^s}{T'} \qquad (14)$$

Habiendo recordado todas las características de las olas que nos interesan, pasaremos a analizar lo que sucede, cuando una ola encuentra un muro vertical que se opone a su propagación y la refleja.

Desde luego la cresta de la ola, al llegar al muro, alcanzará por lo menos la altura que tenía al propagarse libremente, es decir lo que hemos llamado A ó A', según el caso, sobre el nivel del agua en reposo, produciéndose a lo alto del muro aumentos o disminuciones de las presiones hidrostáticas, análogos a los que indica la fig. 3, sin que sea posible determinar teóricamente la altura hasta la cual llegará la ola. Esta mayor elevación, a la que tienen que deberse presiones estáticas ma yores, es una de las razones que justificarán el procedimiento sencillo que vamos a indicar para la determinación de las presiones contra el muro. Pero es evidente que dicho muro no sólo debe soportar esas presiones estáticas, pues por efecto del movimiento ondulatorio el agua tenía una velocidad efectiva, que es máxima para todas las moléculas situadas sobre una vertical en el momento en que el agua alcanza su mayor altura, y esta velocidad produce sobre el muro el mismo efecto que el choque de un chorro de agua, al cual equivale una presión

$$P = f\ .\ d\ .\ \frac{v^2}{2g} \qquad (15)$$

por unidad de superficie, expresión en que f es un coeficiente, que depende de la dirección del agua después del choque y que en el caso que nos ocupa tendrá su valor máximo 4, si la ola choca normalmente al muro; d es el peso específico del agua de mar y v la velocidad orbital máxima. Reemplezando los coeficientes numéricos, la presión dinámica ejercida por la ola por unidad de superficie, metro cuadrado,

$$P = 209\ .\ v^2 \qquad (1)$$

Esta presión varía a lo largo de una vertical de la misma manera que t^2 y su ley de variación será una curva fácil de trazar, determinando unos pocos de sus

puntos; pero en la práctica basta calcular la presión que corresponde a la cresta de la ola y al fondo y unir los puntos que resulten por medio de una recta. Con esto tendríamos todos los elementos necesarios para establecer la solicitación del muro, a saber: la ley de suplementos o disminuciones de las presiones hidrostáticas y la ley de variación de las presiones dinámicas Estos elementos se indican en la fig. 6.

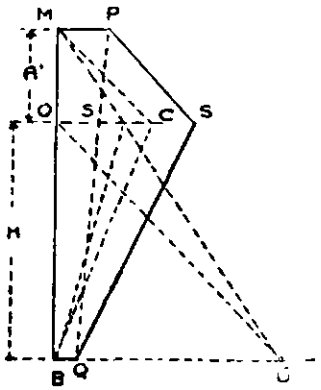


fig.6.

En esa figura NN es el nivel de la superficie del agua en reposo, OM es igual a la elevación de la cresta de la ola sobre ese nivel, casi siempre igual a A' cuyo valor hemos indicado en (12'); OC lo tomaremos igual a A' y uniremos C con B, para tener entre la vertical y las líneas MC y CB los aumentos de presión hidrostática; MP y BQ son las presiones dinámicas unitarias en la cresta de la ola y en el fondo, y la recta PQ es la representativa de su variación. Totalizando tendríamos entre la vertical MB y las rectas PS' y S'Q las presiones que debe soportar el muro.

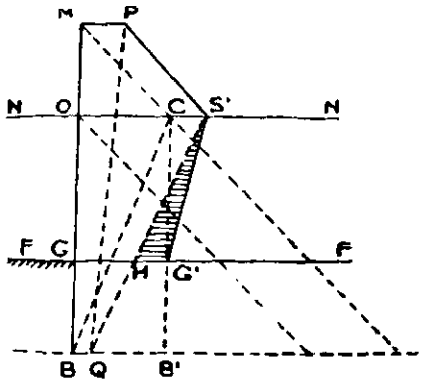
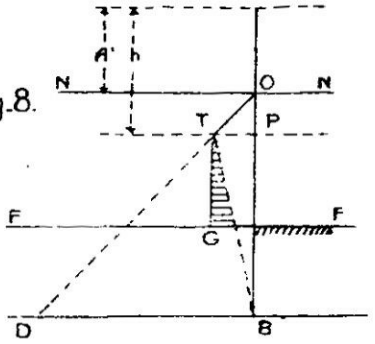


fig.7.

En la fig. 7 se indican sin exageración las leyes de distribución de las presiones

a lo alto de un muro; pero para tomar en cuenta por una parte la mayor elevación de la ola que señalamos más atrás y por otra que las velocidades orbitales máximas son mayores que las calculadas teóricamente, porque en las profundidades pequeñas las órbitas ya no son cerradas, de lo que resulta un choque más fuerte contra el muro, creemos que se puede admitir como ley de repartición de los aumentos de las presiones hidrostáticas las líneas MC y CB', lo que equivaldría a suponer que al llegar el agua hasta la altura M junto al muro se detuviera el movimiento y las presiones hidrostáticas correspondieran al estado de reposo. Con esta suposición, que hace más sencillas las construcciones, se agregan las presiones equivalentes al área del triángulo CBQ'; pero, si suponemos que el pie del muro se encuentra al nivel FF y si suponemos que la presión dinámica a este nivel sea cero, lo que simplifica también las construcciones, las presiones que debe soportar el muro se medirían entre la vertical MG y las rectas PS' y S'G', con lo cual las presiones que se han agregado para compensar las circunstancias no tomadas en cuenta son las que corresponden al área del triángulo HS'G'; estas presiones suplementarias influyen en realidad poco sobre el valor de la resultante total y hacen que baje un poco su punto de aplicación sobre el muro, lo que hace que su efecto resulte menos exagerado todavía.

fig.8.



Una vez obtenida la solicitación, el cálculo del muro no presenta ninguna particularidad, salvo que siempre hay que tomar en cuenta la sub-presión del agua, reduciendo considerablemente el peso del muro, circunstancia que señalo solamente porque ha sido omitida muchas veces.

En la mayor parte de los casos los muros son sensiblemente simétricos, de manera que basta calcular la solicitación por el lado exterior, de que nos hemos ocupado hasta ahora; pero cuando el muro sea francamente disimétrico, con el objeto de resistir mejor a esa solicitación, habrá que preocuparse también de la estabilidad en el momento en que el nivel del agua baje junto al muro, permaneciendo cons-

tante su nivel al lado interior, de resultas de lo cual las presiones serán mayores en este último lado.

Las presiones que solicitarán el muro hacia afuera se obtendrán (fig. 8), fijando el punto P a la altura h, A' bajo el nivel de reposo NN, tomando PT igual a PO, y uniendo T con B. Por sencillez de construcción y por razones análogas a las que ya hemos indicado, siendo F el nivel del pie del muro, se puede reemplazar a TB por la vertical TG, con lo cual se aumenta en poco el valor de las presiones y de su resultante, compensándose como antes su efecto por lo que baja su punto de aplicación y por las circunstancias que no se han tomado en cuenta.

Antes de terminar estimo interesante considerar la solicitación de dos muros construidos en una misma hondura y fundados a una misma profundidad, pero estableciendo su infrastructura de diferente manera, lo que nos permitirá comprobar algunas conclusiones de la experiencia, ampliamente discutidas en la obra de Coen-Cagli, ya citada.

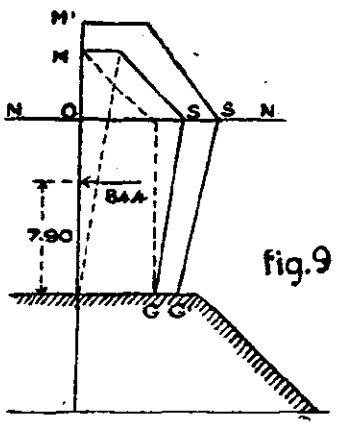


fig.9

Supongamos, como ejemplo, dos muros verticales fundados a la cota (—12) sobre una infrastructura de enrocados, cuyo talud exterior son de 1|1 en un caso y de 5|1 en el otro (fig. 10), y cuyo pie llegue hasta el fondo natural, que fijaremos en 20 m. En el primer caso la ola llegará al muro como si éste estuviera fundado a la cota (—20), porque la distancia que hay entre el pie de la infrastructura y el muro es muy pequeña para que alcance a modificarse el movimiento ondulatorio que corresponde a esta última cota; además es sabido que las olas se reflejan en taludes de 45°, de manera que no es aventurado hacer la suposición que indicamos.

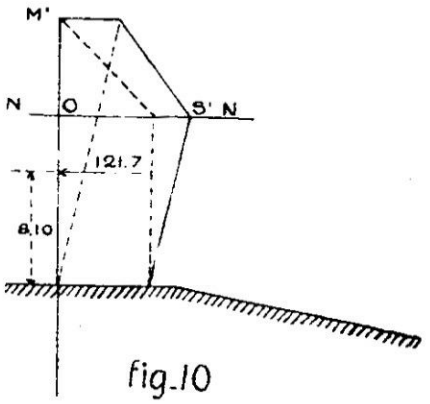


fig.10

En el segundo caso el plano suavemente inclinado que presenta el talud exterior de la infrastructura hace que el movimiento ondulatorio se transforme gradualmente, y tanto más cuanto más suave sea ese talud, llegando la ola a encontrar el muro en las condiciones que corresponden a la hondura de su fundación (—12).

Para reducir a cifras el resultado de nuestra comparación, supondremos que se trate de una ola de temporal de 8 metros de altura y 120 m. de largo, y que su período sea de 10 segundos, cifras que no discreparán sensiblemente de las que corresponden a las grandes olas de los temporales que se observan en los puntos muy expuestos. La elevación de la cresta de la ola será de 4,70 m. en el primer caso, de acuerdo con la ecuación (12'), y de 5,68 m. en el segundo; la velocidad orbital máxima sería de 3,21 metros por segundo y 4,52 respectivamente, en el punto más alto de la ola, y 1,20 y 2,38 en el fondo; que en el segundo caso corresponde al pie del muro; las presiones correspondientes a estas velocidades serían 2 160 y 4 260 kilógramos por metro cuadrado en el punto más alto y 300 y 2 160 kilógramos por metro cuadrado en el fondo, respectivamente. En cada figura se ha dibujado la distribución de las presiones, superponiéndolas en una de ellas, a fin de hacer más visible su comparación. Las resultantes respectivas se han dibujado también, y es fácil ver que el momento de la del segundo caso respecto a la base del muro, comparado con el de la del primero vale

$$M\,II = 1{,}6\,M\,I$$

Esta simple comparación demuestra claramente que el talud exterior de la infrastructura debe ser lo más fuerte que se pueda y que es un error hacerlo suave, como se ha hecho en muchas ocasiones, casi siempre con resultados desastrosos.