

Estudio de la propagación de tsunamis. Aplicación a la región del estrecho de Gibraltar

J. P. SIERRA y A. SÁNCHEZ-ARCHILA

Dep. Ingeniería Hidráulica, Marítima y Ambiental
Universitat Politècnica de Catalunya

RESUMEN

En este artículo se presenta un modelo numérico de propagación de oleaje, que puede ser utilizado para simular la propagación de ondas tipo tsunami, empleando una metodología distinta a las descritas en la bibliografía. Para ilustrar las posibilidades del modelo, se ha aplicado el mismo al estudio de la propagación de tsunamis en la región del estrecho de Gibraltar, que es una zona que se caracteriza por su alto nivel de sismicidad y en la que, por lo tanto, existen grandes probabilidades de que se presenten fenómenos de este tipo.

I. INTRODUCCION

Los tsunamis son ondas de superficie libre generadas por una dislocación del fondo marino, estando comúnmente aceptado que sólo la componente vertical del desplazamiento induce estos fenómenos. Las causas de dicha dislocación pueden ser diversas, e incluyen terremotos marinos, erupciones volcánicas o explosiones subterráneas. Aquí sólo se considerarán tsunamis generados por fenómenos de tipo sísmico, aunque la metodología utilizada, al separar los procesos de generación y propagación, permitiría aplicar el modelo de propagación a ondas generadas por cualquiera de las causas mencionadas.

La principal dificultad que se presenta cuando se pretende simular la generación de olas originadas por terremotos, es la selección de un mecanismo focal adecuado, que reproduzca las características, tanto espaciales como temporales, del movimiento del fondo marino. Varios mecanismos sísmicos han sido presentados por Kajiura (1963), Van Dorn (1965), Le

Méhauté (1971) y Mei (1983), entre otros. Uno de los más utilizados es el mecanismo de pistón, que consiste en una rápida dislocación vertical de una región localizada del fondo marino. Este mecanismo ha sido utilizado por Van Dorn (1964) para analizar el tsunami del 28 de marzo de 1964 en Alaska, así como por Houston *et al.* (1975) y Garcia (1976) para el análisis de riesgo en zonas costeras de los Estados Unidos.

En el presente estudio se utilizó el citado mecanismo de pistón para generar tsunamis. Para ello se empleó un modelo numérico (Huerta y Liu, 1988) basado en la técnica de los elementos finitos. Dicho modelo discretiza, mediante una formulación arbitrariamente Lagrangiana-Euleriana, las ecuaciones de Navier-Stokes en un dominio bidimensional vertical situado sobre el epicentro del terremoto. Dado que la longitud de la zona de influencia (es decir, de la región del fondo marino que experimenta el desplazamiento vertical) se supone que es grande respecto a la anchura, es aceptable utilizar un modelado bidimensional.

Por consiguiente, son necesarios cinco parámetros para caracterizar el movimiento del fondo, con el fin de proceder a la generación del tsunami. Estos cinco parámetros son: la altura máxima del desplazamiento vertical del fondo, la anchura de la zona de influencia, las variaciones espaciales y temporales de los desplazamientos del fondo, y la duración de dichos desplazamientos. Para evaluar la influencia de dichos parámetros en el modelo de generación se efectuó un análisis de sensibilidad.

Las técnicas empleadas por otros autores para la reproducción de la generación y propagación de tsunamis, consisten en que una vez determinada la zona de influencia, se introduce un desplazamiento vertical del fondo y se considera que la respuesta de la superficie libre es instantánea, observándose a continuación la propagación de la perturbación. Es decir, la generación y propagación del tsunami se efectúa simultáneamente y con un solo modelo numérico. Por el contrario, en el presente estudio, se desplaza el fondo marino y se miden las elevaciones de la superficie libre a lo largo del tiempo, usando para ello un modelo numérico. Como resultado de este modelo de generación se obtiene una serie temporal de elevaciones de la superficie libre, como la representada en la figura 1, que se introduce como input en el modelo de propagación que se describe a continuación.

2. MODELO NUMERICO DE PROPAGACION

El modelo de propagación está basado en ecuaciones del tipo Boussinesq, que son ecuaciones para ondas de superficie libre en aguas poco profundas. Dichas ecuaciones se deducen integrando verticalmente las leyes de conservación de la masa y del momentum (ecuaciones de continuidad y de Navier-Stokes) y utilizando una técnica perturbativa (Sánchez-Arcilla y Monsó, 1985).

Para ello, es preciso adoptar varias hipótesis simplificativas, entre ellas que el fluido es newtoniano, isotropo e incompresible. Asimismo se supone

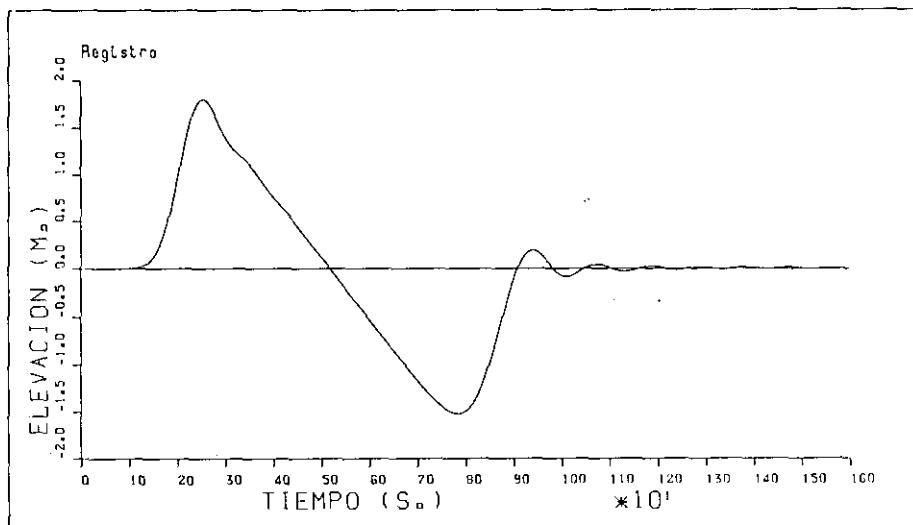


Figura 1.—Resultado del modelo de generación.

que la relación entre la profundidad y la longitud de onda es pequeña y que existe una cierta aceleración vertical, debida a un aumento lineal de la velocidad vertical, desde el fondo hasta la superficie libre. Esta aceleración vertical aparece como consecuencia de una distribución no hidrostática de la presión, que se presenta especialmente en el caso de ondas cortas en aguas poco profundas. Asimismo, al integrar verticalmente, se supone que la distribución de velocidades horizontales es constante a través de la profundidad, hipótesis que en general será válida, salvo en el caso de flujo estratificado.

Las ecuaciones obtenidas, si no se incluyen los términos debidos a las fuerzas exteriores (Coriolis, fricción por viento, eddy viscosity, fricción por fondo y presión atmosférica), son las siguientes:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p^2}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{pq}{H} \right) + gH \left[\frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial h}{\partial x} \right] = \\ \frac{H}{2} h \left[\frac{\partial^3}{\partial t \partial^2 x} \left(\frac{hp}{H} \right) + \frac{\partial^3}{\partial t \partial x \partial y} \left(\frac{hq}{H} \right) \right] - \frac{H}{6} h^2 \left[\frac{\partial^3}{\partial t \partial^2 x} \left(\frac{p}{H} \right) + \frac{\partial^3}{\partial t \partial x \partial y} \left(\frac{q}{H} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{pq}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{q^2}{H} \right) + gH \left[\frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial h}{\partial y} \right] =$$

$$\frac{H}{2} h \left[\frac{\partial^3}{\partial t \partial^2 y} \left(\frac{hq}{H} \right) + \frac{\partial^3}{\partial t \partial x \partial y} \left(\frac{hp}{H} \right) \right] - \frac{H}{6} h^2 \left[\frac{\partial^3}{\partial t \partial^2 y} \left(\frac{q}{H} \right) + \frac{\partial^3}{\partial t \partial x \partial y} \left(\frac{p}{H} \right) \right] \quad (3)$$

siendo η la elevación de la superficie libre,

$$H = h + \eta \quad (4)$$

donde h es la profundidad

$$p = \int_{-h}^{\eta} u dz \quad (5)$$

$$q = \int_{-h}^{\eta} v dz \quad (6)$$

p y q son los caudales por unidad de anchura en las direcciones de los ejes x , y respectivamente. Se expresan en $m^3/s.m$.

Estas ecuaciones son válidas para un amplio rango de ondas, ya que las ecuaciones de Boussinesq, aplicables cuando $UR = O(1)$, donde UR es el parámetro de Ursell:

$$UR = \frac{\eta L^2}{h^3} \quad (7)$$

degeneran, con ciertos errores adicionales, en las ecuaciones de Airy (que se diferencian de las de Boussinesq en que no incluyen los términos en derivadas tercera debidos a considerar las aceleraciones verticales) para $UR \gg 1$, o en las ecuaciones lineales de ondas largas (que se diferencian de las anteriores en que pueden despreciarse también los términos convectivos, siempre y cuando se conserve la irrotacionalidad del movimiento) para $UR \ll 1$. Esto significa, que un simple modelo, basado en las ecuaciones tipo Boussinesq, puede ser usado para cubrir un amplio rango de problemas físicos.

Las ecuaciones se resuelven por medio de un esquema numérico de tipo Abbott (Abbott y Ionescu, 1967), en diferencias finitas, implícito, centrado, alternado y de doble barrido según los ejes x , y . El hecho de que sea implícito significa que no se pueden obtener las incógnitas del sistema directamente y ello implica tener que resolver un sistema de ecuaciones lineales. Sin embargo, la técnica de doble barrido resuelve el sistema sin tener que recurrir a la inversión de matrices, operación que resulta larga de ejecutar. Para ello se parte de las tres ecuaciones diferenciales mencionadas y se discretizan de forma que la ecuación de masa se subdivide en dos, para formar un sistema de cuatro ecuaciones (dos según cada barrido), con cuatro incógnitas: $H^{n+1/2}$, H^{n+1} , p^{n+1} , y q^{n+1} .

Los errores de truncamiento son de segundo orden, en el tiempo y en el espacio, y el esquema es consistente, estable y convergente.

Para realizar el calibrado del modelo numérico que resuelve las ecuaciones descritas, se han contrastado las soluciones analíticas de una serie de fenómenos físicos, con los resultados obtenidos por el modelo. Entre los casos estudiados están: la propagación de un tren de ondas sinusoidales sobre un fondo con profundidad constante, la formación de ondas estacionarias debido a la reflexión de un tren de ondas sinusoidales en un dominio con profundidad constante, la refracción de ondas sinusoidales sobre un fondo de profundidad lentamente variable, la difracción de un tren de ondas sinusoidales en un dominio fluido con profundidad constante, la propagación de trenes de ondas irregulares, la propagación de ondas solitarias y de Kelvin, etc. Los resultados de este proceso de calibrado pueden verse en Sánchez-Arcilla y Monsó (1985) y Sánchez-Arcilla *et al.* (1986).

3. UTILIZACION DEL MODELO EN LA PROPAGACION DE TSUNAMIS

Numerosos autores han utilizado distintos modelos basados en las ecuaciones de ondas para profundidades reducidas («shallow water»), para simular la propagación de tsunamis. Hwang *et al.* (1972), Houston y Garcia (1974) y Houston *et al.* (1975), utilizaron modelos en diferencias finitas, resolviendo las ecuaciones lineales de ondas largas para estudiar la propagación de tsunamis en mar abierto. Houston (1978) utilizó un modelo de elementos finitos para el estudio de la propagación de tsunamis en el archipiélago de Hawaii, mostrando que las ecuaciones lineales de ondas largas gobiernan la generación y la propagación a través del océano profundo y sobre la plataforma continental de un tsunami, antes de que la amplitud se incremente hasta un valor grande. Hammack y Segur (1978) mostraron que para olas unidimensionales, las ecuaciones lineales de ondas largas gobiernan el movimiento de un tsunami en toda su propagación, excepto después de que la amplitud crezca hasta un valor grande. Kawahara *et al.* (1978) efectuaron un análisis de la propagación de los tsunamis, aplicando el método de los elementos finitos basado en las ecuaciones shallow water. En su estudio despreciaron los efectos de la fuerza de Coriolis y de la fricción por fondo, ya que, según ellos, tienen escasa influencia sobre el comportamiento del tsunami; asimismo, afirman que en aguas profundas, el término de inercia puede ser despreciado, pero que al aproximarse a tierra, debería tenerse en cuenta el efecto de los términos convectivos. Alexeev *et al.* (1978), también sostienen que la no linealidad y la dispersión en la propagación de tsunamis, pueden ser despreciadas en condiciones offshore, por lo que en mar abierto puede utilizarse la teoría lineal. No obstante, otros autores como Voit (1987) apuntan que la teoría lineal para «shallow water» conduce a acumulaciones graduales de errores incluso en aguas profundas, por lo que no pueden obtenerse resultados razonables a grandes distancias de la fuente de pertur-

bación. Este autor sostiene que la mejor forma de simular la propagación de un tsunami es mediante las ecuaciones de Boussinesq. Warren y Bundgaard (1987) mostraron asimismo que los modelos basados en las ecuaciones de Boussinesq, tales como los propuestos por Abbott *et al.* (1973) y Abbott *et al.* (1981) son capaces de simular la propagación de tsunamis.

En los citados modelos, la simulación se realiza imponiendo como condición inicial una deformación de la superficie del agua, originada por el desplazamiento instantáneo del fondo. Aquí, no obstante, se utilizará la metodología descrita anteriormente, es decir, obtención de una serie temporal mediante un modelo de generación y utilización de un modelo basado en las ecuaciones de Boussinesq para simular la propagación. El empleo de un modelo de este tipo, queda justificado por los argumentos mencionados en el párrafo anterior.

4. CONDICIONES INICIALES Y DE CONTORNO

Uno de los principales problemas para el modelado numérico del comportamiento de un tsunami en la zona costera, es la selección de una condición de contorno correcta. Asimismo deberían tenerse en cuenta la disipación de la capa límite y la relativa a la rotura del frente de onda. Sin embargo, la gran complejidad que supone la consideración de estos factores, y el escaso conocimiento de los mismos, hace que en general, no sean tenidos en cuenta en la simulación de la propagación de tsunamis. Las condiciones de contorno utilizadas, tanto en modelos en diferencias finitas (Houston *et al.*, 1975) como en elementos finitos (Kawahara *et al.*, 1978), suelen ser la condición de reflexión total en los contornos sólidos (es decir, velocidad normal a la costa igual a cero) y la condición de transmisión total de la onda en los contornos abiertos.

Aquí, en el caso de contorno sólido, también se ha utilizado la condición de reflexión total, es decir, velocidad normal al contorno nula. En el contorno abierto, se ha utilizado una condición de contorno de tipo absorbente-reflejante (Sánchez-Arcilla *et al.*, 1986), que permite que el oleaje reflejado en el interior del dominio fluido pueda salir del mismo, evitándose así los problemas numéricos (no convergencia de la solución, overflow, etc.) producidos por la sucesiva superposición de las ondas incidentes y las reflejadas.

Esta condición de contorno se basa en la superposición lineal de ondas y considera que el flujo de volumen que existe en un punto del contorno, es la suma del flujo que entra en el dominio más el flujo que sale de él, lo que puede escribirse como:

$$\bar{p}_i = c\eta_i \bar{v}_i + c\eta_o \bar{v}_o \quad (8)$$

siendo

\bar{p} , el vector de flujo total.

η_i , η_o las elevaciones de la superficie libre de los oleajes entrante y saliente, respectivamente.

c la celeridad de fase, en este caso $c = \sqrt{gh}$.

\bar{v}_i , \bar{v}_o los vectores unitarios en la dirección de propagación de los oleajes entrante y saliente, respectivamente.

Además, la elevación de la superficie libre existente en un punto del contorno es la suma de las elevaciones del oleaje entrante más el saliente, es decir:

$$\eta_t = \eta_i + \eta_o \quad (9)$$

Estas dos ecuaciones, junto con las de masa y momentum, permiten resolver el sistema y determinar las incógnitas p o q y η en el contorno.

Esta condición de contorno, si bien se había utilizado con anterioridad, siempre había sido con frentes de onda de longitud indefinida, es decir, suponiendo que las olas penetraban en el dominio fluido con una dirección fija. Sin embargo, aquí se ha supuesto que el oleaje se propaga en forma radial a partir del epicentro. Por consiguiente, al introducir el valor de η en un punto del contorno abierto, deberá indicarse también la dirección que tiene el oleaje en dicho punto. Esta dirección vendrá dada por el vector que une el epicentro con el punto del contorno, tal como se muestra en la figura 2.

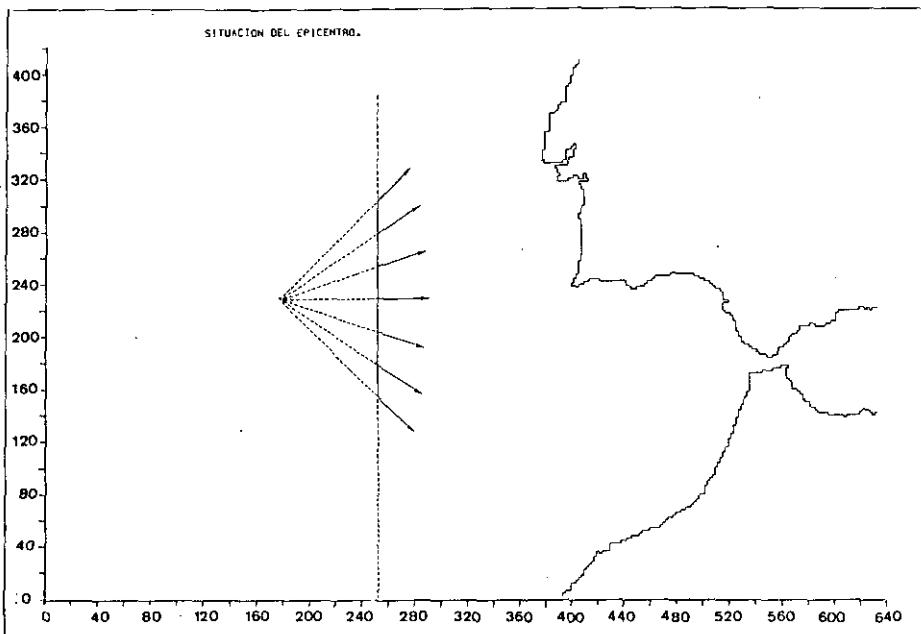


Figura 2.—Esquema de la situación del epicentro.

Por otra parte, la zona del fondo que se levanta, no es de forma cúbica, es decir, no se levanta la misma altura en todos los puntos, sino que alcanza un máximo en el centro y disminuye gradualmente hacia los bordes. Dado que la serie temporal utilizada como input corresponde a las elevaciones de la superficie libre que se obtendrían suponiendo el desplazamiento máximo, se considera este valor en el centro de la zona de influencia, y se multiplica por un coeficiente reductor en el resto de los puntos. Dicho coeficiente es tanto menor cuanto más lejos está el punto del centro de la zona de influencia. Se ha supuesto que estos coeficientes siguen una distribución semielíptica, ya que la porción de terreno que se eleva tendría aproximadamente la forma de un semielipsoide. De este modo se consigue tener en el contorno una sucesión de ondas que se propagan de forma radial a partir de un punto o epicentro, por lo que no es necesario utilizar coordenadas esféricas.

Respecto a las condiciones iniciales, si bien en el modelo pueden implementarse condiciones muy variadas, se ha considerado por simplicidad la condición de reposo absoluto, es decir, que no hay ninguna perturbación antes de que empiece a propagarse el tsunami y por consiguiente η , p y q son iguales a cero.

5. APPLICACION A LA ZONA DEL ESTRECHO DE GIBRALTAR

Se presentan a continuación unos ejemplos que pretenden ilustrar la aplicación de la técnica descrita anteriormente basada en el acoplamiento de dos modelos numéricos y que permite simular la propagación de tsunamis hacia la costa a partir de un epicentro en el que se ha producido un desplazamiento brusco del fondo. Como zona de aplicación se ha considerado la región del estrecho de Gibraltar, que presenta un enorme interés por tratarse de una zona de alta sismicidad.

Para la adecuación de los resultados de generación como input del modelo de propagación, debe tenerse en cuenta que los parámetros que fundamentalmente inciden en la propagación son dos: la localización del epicentro y la longitud de la zona de influencia.

Como localizaciones se han seleccionado dos en el Atlántico y una en el Mediterráneo. Las del Atlántico están situadas a lo largo de la falla existente en dicha región, en una zona en la que históricamente se han registrado numerosos seísmos. Se considerarán, pues, un epicentro situado alrededor del punto donde se originó el seísmo que provocó el tsunami de Lisboa del siglo XVIII, y otro situado en un punto más lejano. El epicentro en el Mediterráneo está asimismo situado en una zona de alta sismicidad, como son las proximidades de la isla de Sicilia.

En cuanto a la dirección de propagación, se ha supuesto que el oleaje se propaga radialmente a partir del epicentro, es decir, que se desplaza en todas direcciones.

Finalmente, como longitudes de la zona de influencia se han considerado los siguientes valores: 180 km en el Mediterráneo (hay que tener en cuenta la

escasa distancia entre costas) y 300 km en el Atlántico, ensayándose asimismo en algunos casos una longitud de la zona de influencia de 100 km.

El método numérico que se ha empleado para el análisis de propagación necesita de las condiciones geométricas que definen tanto la costa como la profundidad del mar. En consecuencia, es necesario introducir una discretización de la zona bajo estudio incluyendo la batimetría.

Al utilizarse un modelo de propagación basado en la técnica de las diferencias finitas, debe discretizarse el contorno de forma que se mantenga en todo instante paralelo a los ejes coordenados. Un parámetro importantísimo en dicha discretización es el valor de Δx , que indica la separación entre puntos, es decir, el tamaño de la malla. Si se utiliza un valor pequeño, se aumenta la precisión a costa de incrementar el tiempo de cálculo.

Por consiguiente, es preciso llegar a un compromiso entre ambos factores. Experiencias realizadas con el modelo han demostrado que éste reproduce correctamente las ondas, si la discretización es tal que el número de puntos por longitud de onda es superior a 10. En nuestro caso, dadas las longitudes de onda que está previsto se presenten (superiores a 50 km), se propone un valor de $\Delta x = 2000$ m. La utilización de valores menores de Δx no ha sido posible debido a las limitaciones de memoria del ordenador y a la gran cantidad de tiempo de CPU necesario para correr el programa, así como a las grandes dimensiones de los dominios fluidos en los que se realiza la simulación. En la figura 3 se muestra la discretización de la zona a estudiar.

Por otra parte, las batimetrías se introducen directamente en el ordenador mediante un tablero magnético. Se han distinguido tres zonas: Atlántico,

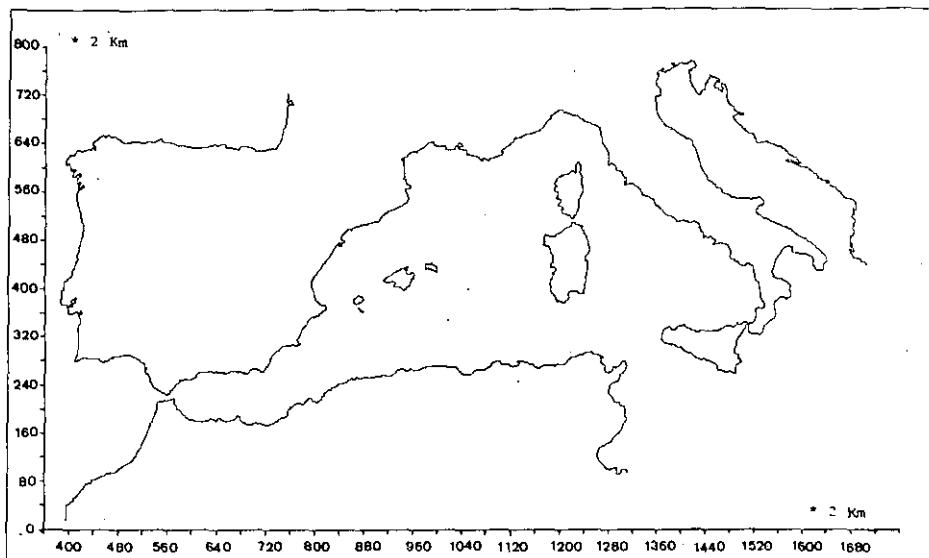


Figura 3. Discretización de la región estudiada.

Estrecho y Mediterráneo, debido a la disponibilidad de cartas náuticas a distintas escalas. Se ha prestado especial interés a la zona del Estrecho, en la que se ha empleado una escala mucho mayor y por lo tanto más precisa. En las figuras 4, 5 y 6, pueden verse las batimetrías correspondientes a las tres zonas.

Otro parámetro fundamental del sistema es el paso de tiempo Δt , con el que también es preciso llegar a un compromiso entre coste de aplicación del modelo y bondad de los resultados obtenidos. Como el período de los tsunamis generados es del orden de $T=300$ s, y el modelo funciona para valores de $\Delta t/T \leq 1/10$, se han adoptado los valores $\Delta t=5$ s. para las localizaciones atlánticas y $\Delta t=10$ s. para la localización Mediterránea, los cuales están dentro de los límites de precisión aceptables. El hecho de emplear un valor de Δt mayor en el caso del Mediterráneo se debe a que al estar más alejado el epicentro de la zona del Estrecho, es preciso utilizar un tiempo de simulación más largo. En consecuencia, se produce un incremento notable del tiempo de CPU necesario, que puede reducirse aumentando el paso de tiempo Δt .

Como duración de la simulación, se ha adoptado el tiempo suficiente como para que las ondas lleguen desde el epicentro a la zona del estrecho. Por consiguiente se han utilizado los siguientes tiempos de simulación: 2 horas para la localización Atlántica cercana, 3 horas para la localización Atlántica lejana y 5 horas para la localización Mediterránea.

Como hipótesis simplificativa se ha supuesto que el mar permanece en reposo antes de iniciar la simulación, es decir, que las elevaciones de la superficie libre y el flujo de masa son cero en el instante inicial. Asimismo se ha despreciado el efecto de la aceleración de Coriolis, ya que el período de la onda generada es del orden de 5 minutos, lo que significa que es mucho menor que el período de rotación de la Tierra. Finalmente, no se ha tenido en cuenta la curvatura del planeta, lo que si bien puede introducir pequeños errores, es perfectamente admisible, ya que si se calcula el número de Rosby ϵ .

$$\epsilon = \frac{U}{2\Omega L} \quad (10)$$

donde

U : velocidad característica del movimiento.

Ω : velocidad de rotación de la Tierra (0.000073 Hz).

L : longitud característica del movimiento (por ejemplo, la longitud de onda).

Suponiendo una profundidad media de 2.500 m. se tiene que

$$\epsilon = 22.88 \gg 1$$

Si $\epsilon < 1$ puede considerarse flujo a gran escala. En este caso no es así y por tanto es admisible despreciar la curvatura de la Tierra.

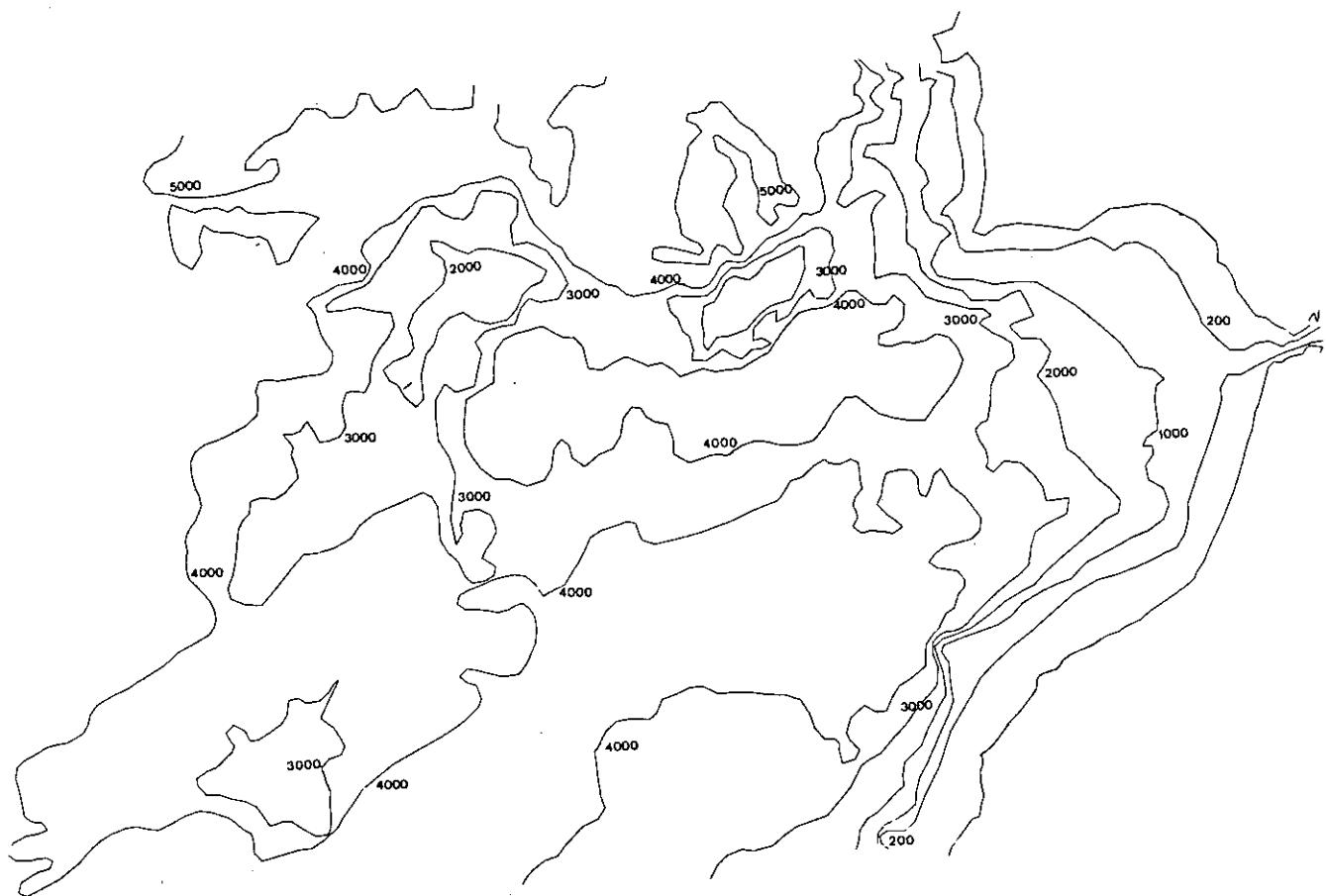


Figura 4.—Batimetría de la región Atlántica.

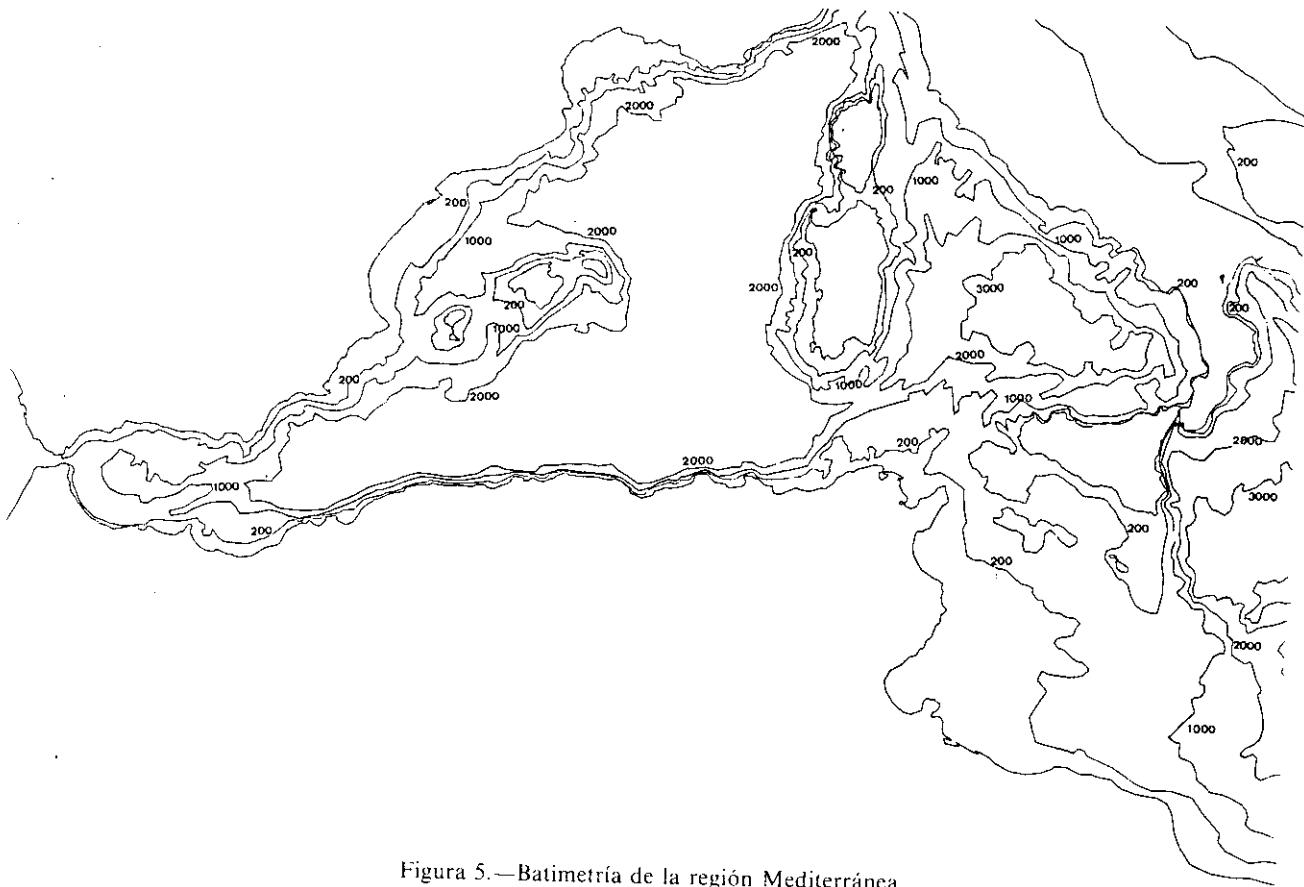


Figura 5.—Batimetría de la región Mediterránea.



Figura 6.—Batimetría de la región del Estrecho.

Por otra parte, es posible obtener la magnitud del seísmo que provoca el tsunami, utilizando la siguiente expresión, dada por Van Dorn (1965)

$$\log E = 11.8 + 1.5 M \quad (11)$$

donde E es la energía del seísmo en ergios y M es su magnitud en la escala de Richter.

A continuación se presentan tres ejemplos de propagación de tsunamis. En primer lugar, se muestra un caso con epicentro Atlántico cercano y con las siguientes características:

- Dimensiones de la zona de influencia: 300×60 km.
- Máximo desplazamiento vertical: 10 m.
- Duración del seísmo: 1 minuto.
- Magnitud del seísmo: 7.8

En las figuras 7, se muestran las elevaciones de la superficie libre del tsunami propagándose hacia la zona del Estrecho, donde llega aproximadamente una hora y media después de iniciada la simulación.

En el siguiente ejemplo, el epicentro está situado también en el Atlántico, pero en un punto más lejano. En la secuencia de figuras 8 se muestra la propagación de dicho tsunami, que tiene las siguientes características:

- Dimensiones de la zona de influencia: 300×100 km.
- Máximo desplazamiento vertical: 10 m.
- Duración del seísmo: 1 minuto.
- Magnitud del seísmo: 8.

Puede apreciarse que el frente de onda llega a la región del Estrecho a las 2 horas de iniciada la simulación, y que las máximas elevaciones de la superficie libre son de unos 0.5 m.

Finalmente se ha simulado la propagación de un tsunami cuyo epicentro está en el Mediterráneo, en las inmediaciones de la isla de Sicilia. En la figura 9 se muestra la secuencia de propagación de la onda, cuyo mecanismo generador tiene las siguientes características:

- Dimensiones de la zona de influencia: 180×60 km.
- Máximo desplazamiento vertical: 5 m.
- Duración del seísmo: 3 minutos.
- Magnitud del seísmo: 7.3.

La onda tarda unas 5 horas en llegar al Estrecho y la máxima elevación de la superficie libre en el mismo es del orden de 6 cm.

6. CONCLUSIONES

Las principales conclusiones que se pueden extraer del presente trabajo son las siguientes:

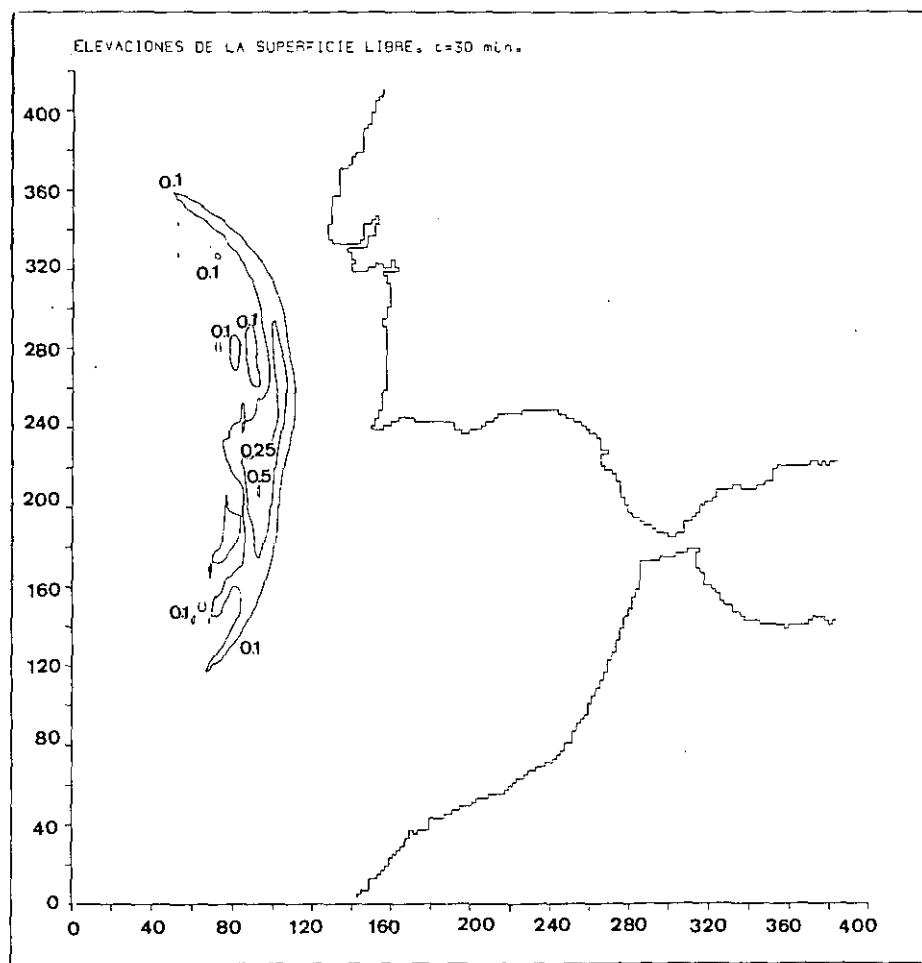


Figura 7.—Tsunami propagándose.

— El modelo numérico propuesto es muy versátil y de acuerdo con la bibliografía existente es válido para simular la propagación de tsunamis.

— Se ha presentado una metodología distinta a la habitualmente empleada en el Estado del Arte. Este nuevo enfoque permite considerar algunos parámetros, como por ejemplo la duración del seísmo, que no pueden ser tenidos en cuenta en la metodología clásica, en la que se supone que la respuesta es instantánea.

— La condición de contorno utilizada permite simular la propagación de oleaje direccional, es decir, oleaje que no tiene una única dirección de propagación en forma de crestas indefinidas.

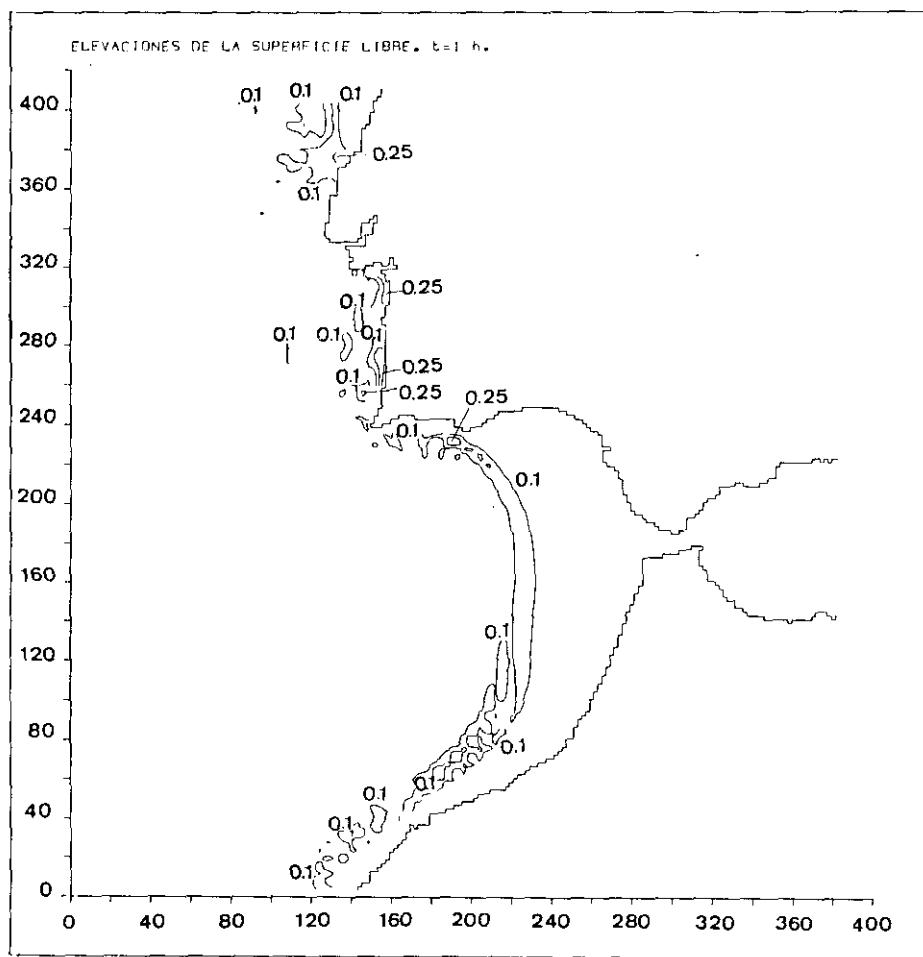


Figura 7-2.

La altura del tsunami generado depende fundamentalmente de los parámetros empleados en la generación y especialmente de la duración y de la magnitud del seísmo. Esta última es función de las dimensiones de la zona de influencia y del desplazamiento máximo que experimenta el fondo.

— La zona del Estrecho puede verse afectada sobre todo por tsunamis provenientes del Atlántico, generados en la falla existente en dicho océano. Los maremotos con epicentro en las cercanías de la isla de Sicilia darán lugar a tsunamis de escasa magnitud y con alturas de ola prácticamente despreciables.

— Los resultados obtenidos son cualitativamente buenos. Al no disponer de datos de campo, no se puede calibrar el modelo ajustando algunos

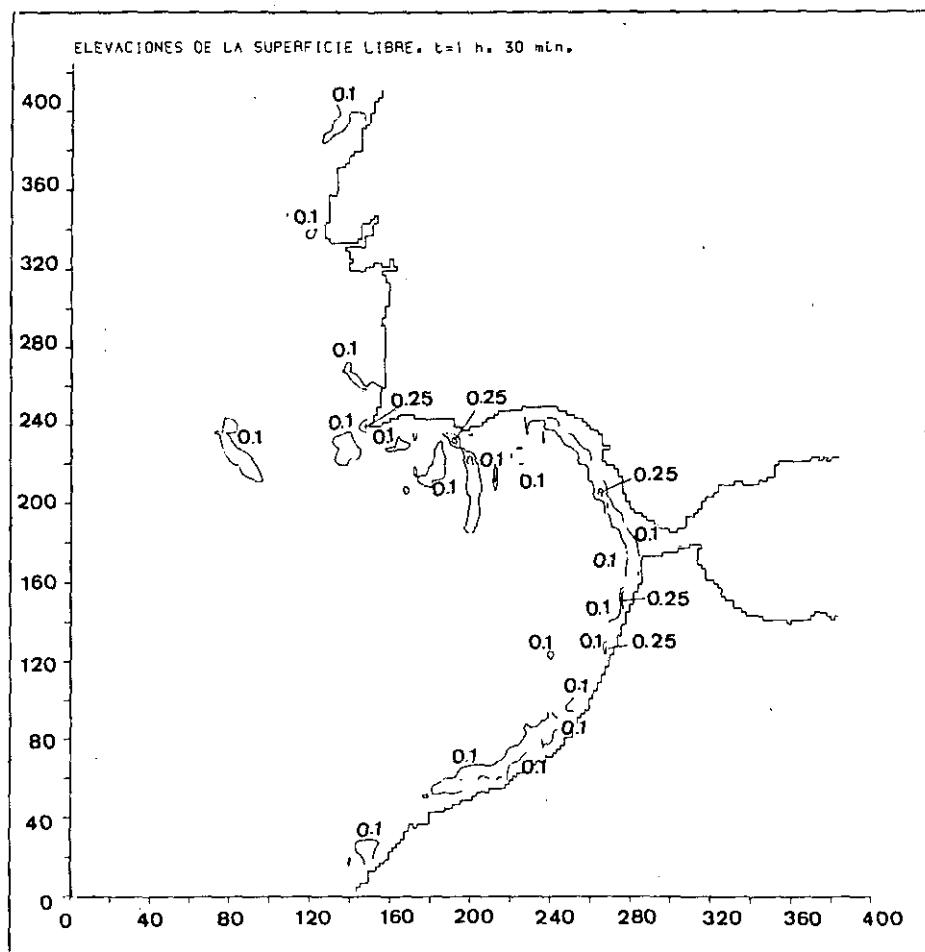


Figura 7-3.

parámetros del mismo, como son el porcentaje de reflexión en el contorno o el coeficiente de fricción por fondo. Sería deseable llegar a disponer de tales datos para ajustar el modelo, de modo que los resultados que se obtengan sean cuantitativamente adecuados.

— Como consecuencia final, puede afirmarse que el modelo es útil para analizar el fenómeno de la propagación de tsunamis y por consiguiente puede ser utilizando como herramienta predictiva para la prevención de los efectos catastróficos que pueden originar en las zonas costeras.

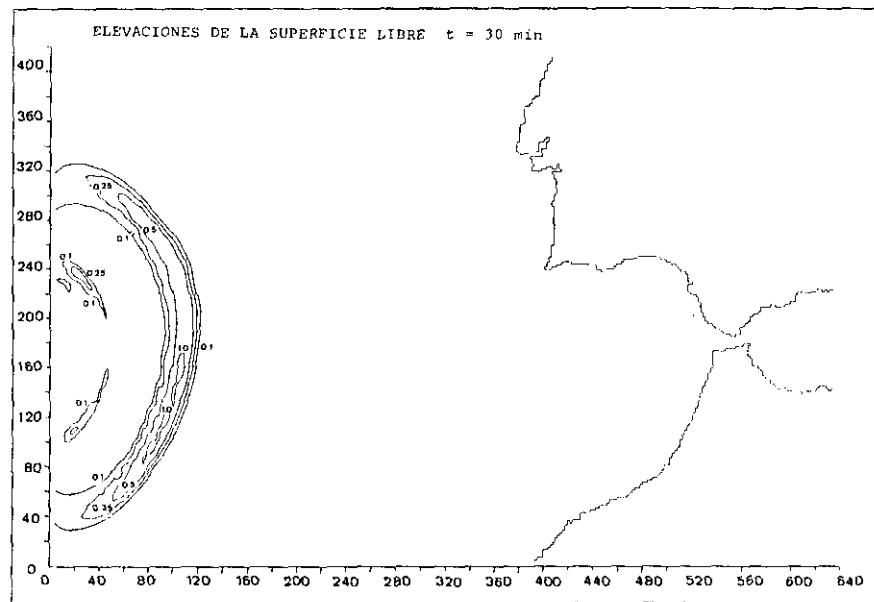


Figura 8.—Tsumani propagándose.

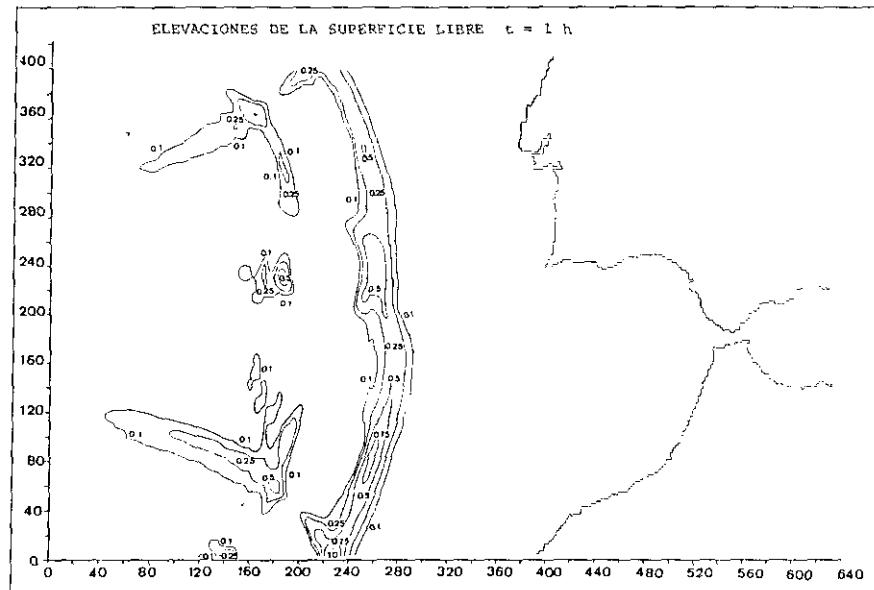


Figura 8-2.

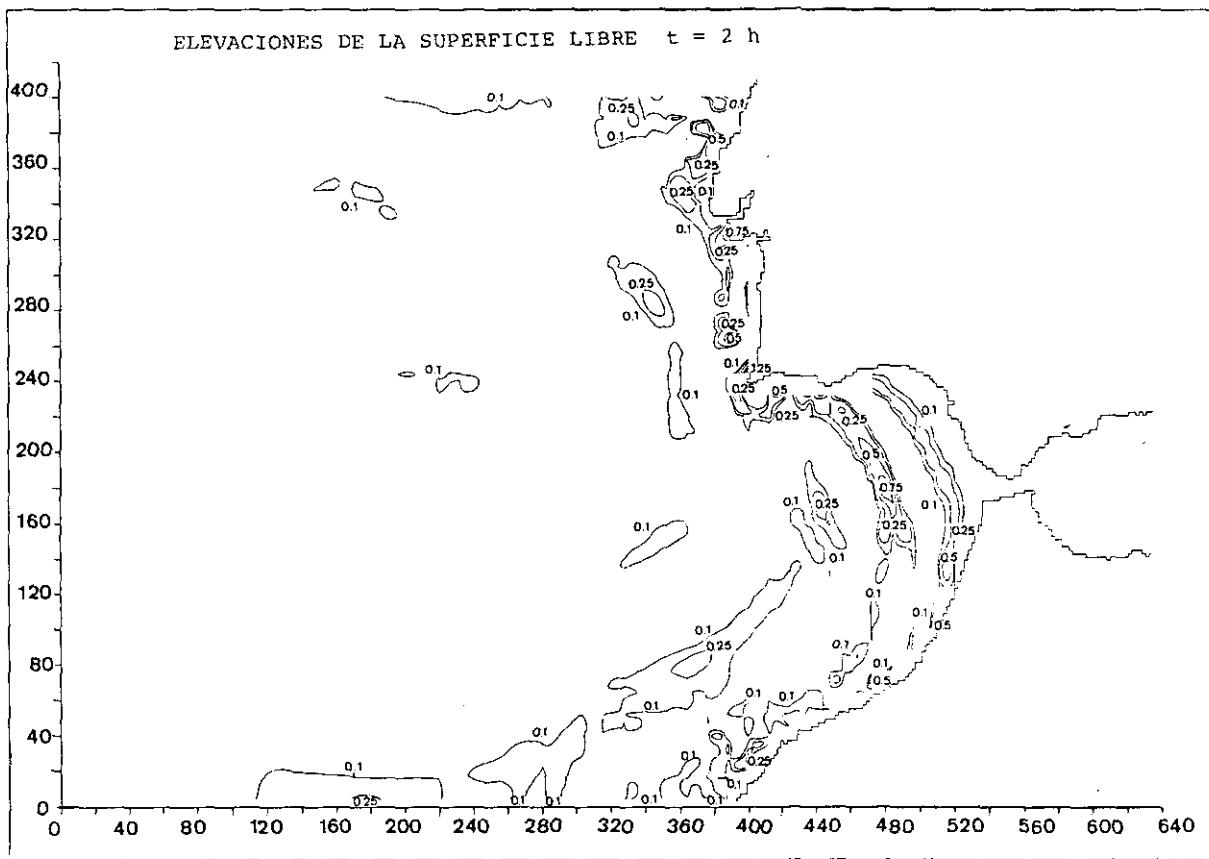


Figura 8-3.

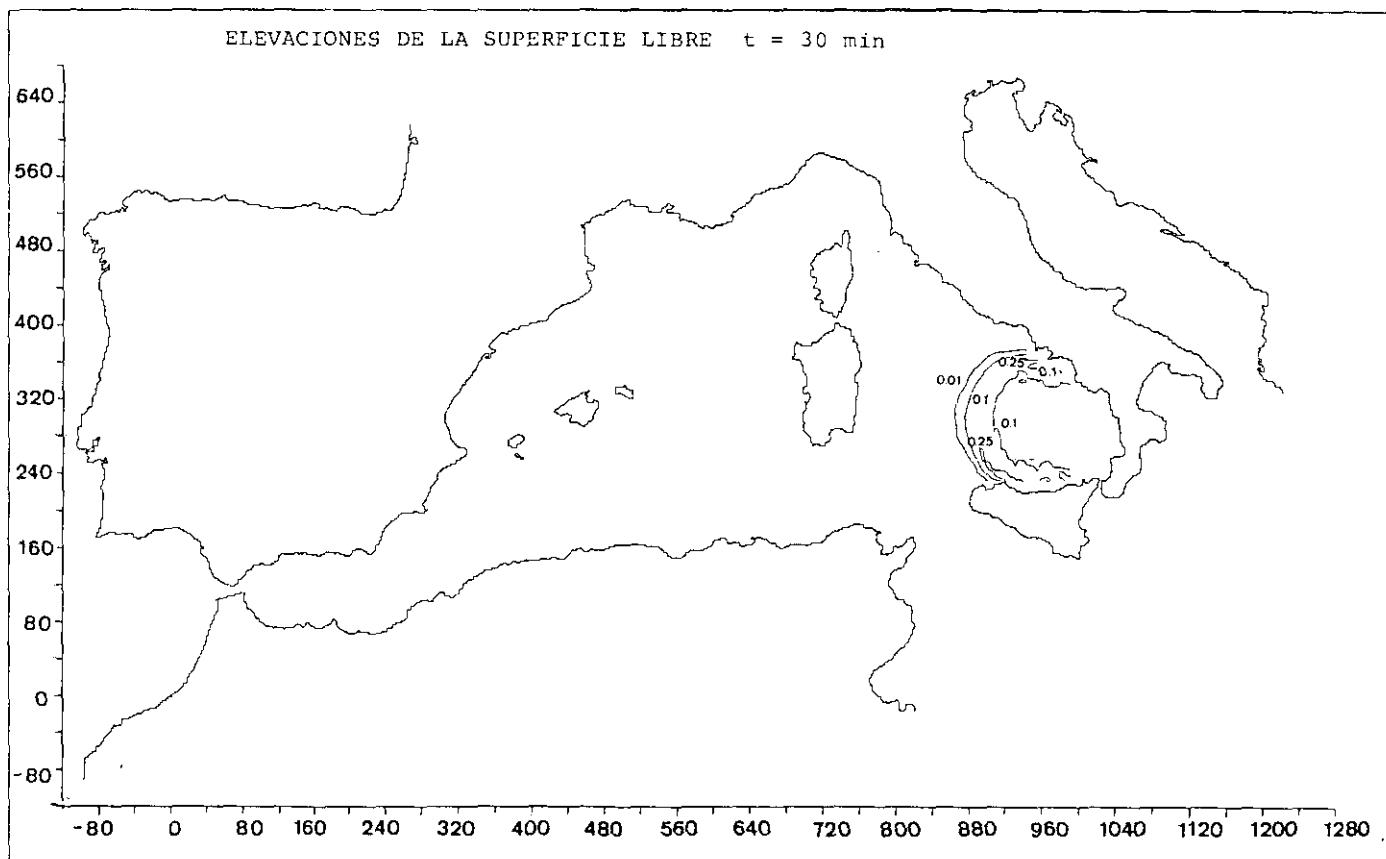


Figura 9.—Tsunami propagándose.

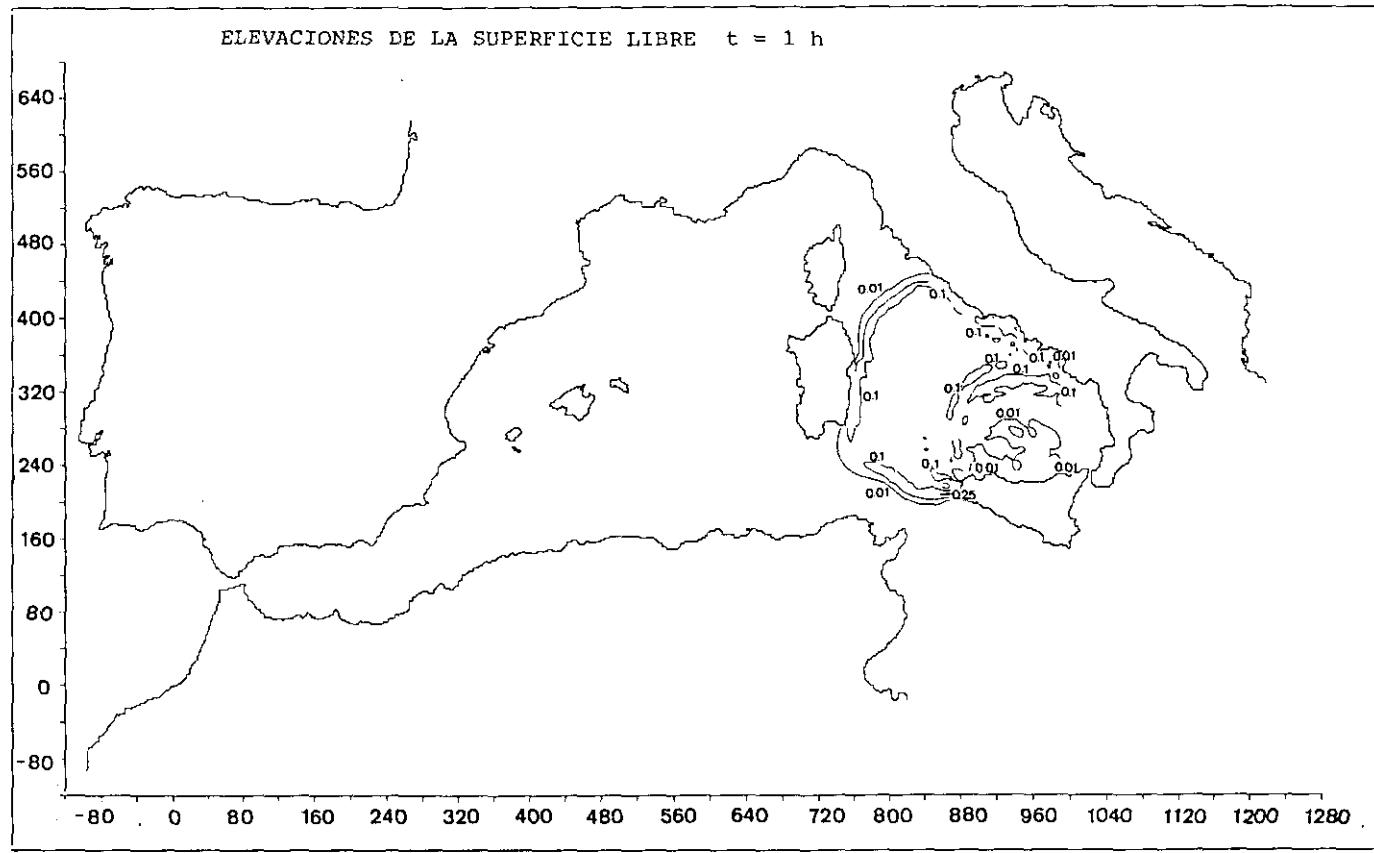


Figura 9-2.

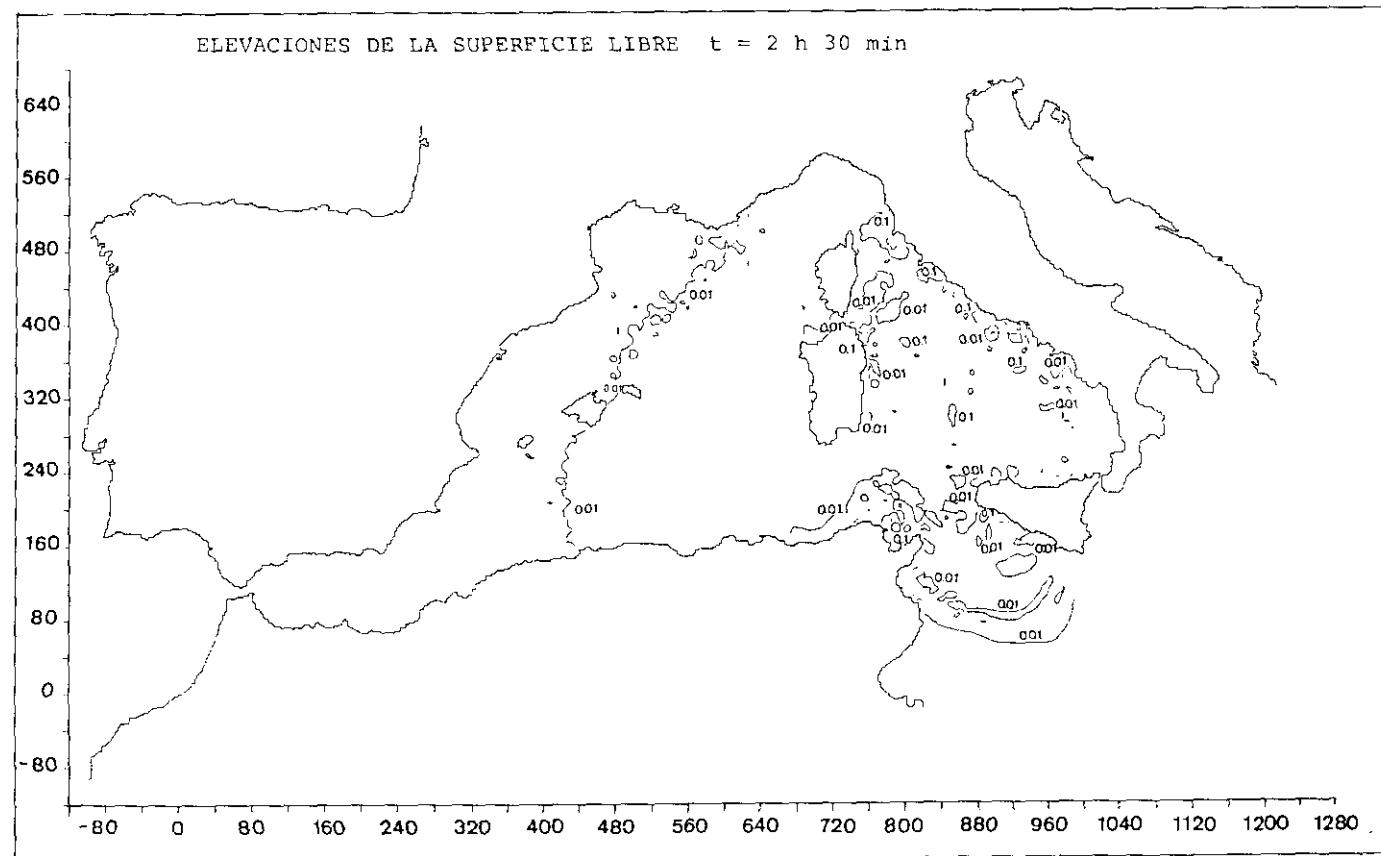


Figura 9-3.

AGRADECIMIENTOS

Los autores desean expresar su agradecimiento a la Sociedad Española de Estudios para la Comunicación Fija a Través del Estrecho de Gibraltar (SECEGSA), que ha financiado el presente trabajo. Asimismo se agradece su colaboración al Dr. Antonio Huerta y al Dr. Fermín Navarrina, del Departamento de Matemática Aplicada III de la UPC, que realizaron un estudio de generación de tsunamis, cuyos resultados han sido utilizados en este artículo. Finalmente se reconoce la ayuda prestada por Enrique Alvarez en la entrada de datos y por Alicia Lo Presti y Hugo Villanueva en el postproceso de los resultados.

REFERENCIAS

- Abbott, M. B., A. Damsgaard and G. S. Rodenhuis (1973): System 21 Jupiter. A Design System for Two-Dimensional Nearly Horizontal Flows. *Journal of Hydraulic Research*, **11**, 1-28.
- Abbott, M. B. and F. Ionescu (1967): On the numerical computation of nearly-horizontal flows. *J. Hyd. Res.* **5**, 97-117.
- Abbott, M. B., A. McCowan and I. R. Warren (1981): Numerical Modelling of Free-Surface Flows that are Two-Dimensional in Plan. *Transport Models for Inland and Coastal Waters*, Academic Press, 222-283.
- Alexeev, A. S., V. K. Gusyakov, L. B. Chubarov and Y. I. Shokin (1978): Numerical investigation of tsunami generation and propagation in the ocean with real bathymetry. Linear model. *Study of Tsunami Waves in the Open Ocean*. Nauka, Moscow, 5-20.
- Garcia, A. W. (1976): Effect of source orientation and location in the Peru-Chile trench on tsunami amplitude along the Pacific coast of the continental United States. *Res. Rep. H-76-2, U. S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss.*
- Hammack, J. L. and H. Segur (1978): Modeling criteria for long water waves. *J. Fluid Mech.* **84**, 379-373.
- Huerta, A. and W. K. Liu (1988): Viscous flow with large free surface motion. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **69**.
- Houston, J. R. (1978): Interaction of Tsunamis with the Hawaiian Islands Calculated by a Finite-Element Numerical Model. *Journal of Physical Oceanography*, **8**, 93-102.
- Houston, J. R. and A. W. Garcia (1974): Type 16 flood insurance study: tsunami predictions for Pacific coastal communities. *Tech. Rep. H-74-3, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss.*
- Houston, J. R., R. W. Whalin, A. W. Garcia and H. L. Butler (1975): Effect of source orientation in the Aleutian trench on tsunami amplitude along the Pacific coast of the continental United States. *Res. Rep. H-75-4, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss.*
- Hwang, L. S., H. L. Butler and D. J. Divoky (1972): Tsunami Model: Generation and Open-Sea Characteristics. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **62**, 1579-1596.
- Kajiura, K. (1963): «The leading wave of a tsunami». *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, **41**, 535-571.
- Le Méhauté, B. (1971): «Theory of explosion generated water waves». *Advances in Hydroscience*, **7**, 1-79.
- Mei, C. C. (1963): The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves. *Jhon Wiley and Sons*.
- Sánchez-Arcilla, A. y J. L. Monsó (1985): Modelado numérico del flujo en zonas costeras. *Dirección General de Puertos y Costas. MOPU. Programa de Clima Marítimo*, no. 7.

- Sánchez-Arcilla, A., J. I. Monsó y J. P. Sierra (1986): Modelo numérico no lineal de ondas de superficie libre. *Dirección General de Puertos y Costas. MOPU. Programa de Clima Marítimo*, no. 17.
- Van Dorn, W. G. (1964): Source mechanism of the tsunami of March 28, 1964 in Alaska. *Proc. 9th Conf. Coastal Eng.*, ASCE, New York, 166-190.
- Van Dorn, W. G. (1965): Tsunamis. *Advances in Hydroscience*, **2**, 1-48.
- Voit, S. S. (1987): Tsunamis. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **19**, 217-236.
- Warren, I. R. and H. I. Bundgaard (1987): A comparison between physical and numerical models of tsunamis. *Proceedings of AIHR Congres*, Lausanne, 282-287.