

Determinación de la longitud de falla y velocidad de ruptura para terremotos de magnitud media

por Xavier LANA y Antoni M. CORREIG

Departamento de Física de la Tierra y del Cosmos Facultad de Física. Universidad de Barcelona.
Diagonal, 645. Barcelona-28.

ABSTRACT

In the inversion of the directivity function to obtain the fault length and rupture velocity it is not possible to get independently both parameters, being necessary to make hypothesis on one of them for earthquakes of medium size. A solution to this problem is proposed by means of an iterative process which starts with an hypothetical value of rupture velocity. Final results are independent of starting value. This iterative process has been applied to recover the fault length and rupture velocity of two earthquakes, the 18-nov-1970, occurred on the East Pacific Rise and the 4-jul-1966, occurred on the Mid Atlantic Ridge. For the 18-nov-1970 event, obtained values are $b = (18 \pm 1)$ km, $v = (2.3 \pm 0.1)$ km/s and for the 4-jul-1966 event $b = (19 \pm 2)$ km/s, $v = (2.1 \pm 0.1)$ km/s. The standard deviation amount 5-10%, lower than those obtained in previous works.

RESUMEN

En el proceso de inversión de la función de directividad para la obtención de la longitud de falla y velocidad de ruptura, en el caso de terremotos de magnitud media, es muy difícil obtener ambos parámetros independientemente y deben hacerse hipótesis sobre uno de los dos parámetros. Proponemos una solución a este problema mediante un proceso iterativo, que iniciamos con un valor hipotético de la velocidad de ruptura. El resultado final resulta ser independiente del valor de partida. Mediante este proceso hemos obtenido la longitud de falla y velocidad de ruptura de dos terremotos, el del 18-nov-1970, ocurrido en la Dorsal Oriental del Pacífico, y el del 4-jul-1966, ocurrido en la Dorsal Centro-Atlántica. Para el sismo del 18-nov-1970 los valores obtenidos en la $b = (18 \pm 1)$ km $v = (2.3 \pm 0.1)$ km/s y para el sismo del 4-jul-1966 $b = (19 \pm 2)$ km, $v = (2.1 \pm 0.1)$ km/s. Las desviaciones típicas de estos parámetros, del orden del 5-10%, son inferiores a las obtenidas en trabajos previos.

INTRODUCCIÓN

La longitud de falla y velocidad de ruptura son dos parámetros básicos para obtener información sobre el proceso de ruptura ocurrido al producirse un terremoto. Por otra parte, son dos parámetros difíciles de determinar, poco precisos y en los que tenemos poco control sobre los errores cometidos en su determinación. A pesar de todo, la determinación de dichos parámetros para terremotos ocurridos en distintas zonas tectónicas parecen indicarnos diferencias básicas en el proceso de ruptura de las distintas zonas. De confirmarse estas diferencias en los procesos físicos de ruptura, constituiría un paso importante en la determinación del «ambiente tectónico» en el que se producen los terremotos. De aquí la importancia de profundizar en la determinación de la longitud de falla y velocidad de ruptura.

Para el cálculo de la longitud de falla y velocidad de ruptura partimos del modelo de foco sísmico definido por Ben-Menahem (1961). Según este modelo, ambos parámetros se determinan simultáneamente, pero con el inconveniente de que, para terremotos de magnitud media, debemos hacer hipótesis sobre uno de los dos parámetros para obtener el otro. En algunas aplicaciones, como por ejemplo para la determinación de los coeficientes de atenuación en las altas frecuencias, este inconveniente es de escasa importancia. Sin embargo, este problema se convierte en fundamental de cara a un conocimiento preciso de dichos parámetros. En este trabajo presentamos una solución aproximada a este problema a partir de un proceso iterativo.

EL FOCO SÍSMICO

Podemos definir un terremoto como una ruptura mecánica localizada en la litosfera de la Tierra. Esta ruptura, observable a veces sobre la superficie de la tierra, es conocida como falla o dislocación. Desde otro punto de vista, podemos considerar también un terremoto como el resultado de un proceso tectónico mediante el cual se genera un campo de esfuerzos no hidrostáticos en una región finita. En un momento dado se produce una ruptura (un terremoto) según una falla, y la energía elástica almacenada en el campo de esfuerzos se reduce en la cantidad de energía radiada como ondas elásticas (sísmicas) y otros procesos no elásticos.

El modelo de dislocación que mejor aproxima la ruptura ocasionada por un terremoto es el de dislocación de cizalla, equivalente a un doble par de fuerzas sin momento resultante. Esta equivalencia nos permite considerar el foco de un terremoto como una discontinuidad en el desplazamiento a través del plano de falla.

De cara a generar el campo teórico de desplazamientos producido por una distribución de fuerzas, debemos precisar la orientación de dicha distribución de fuerzas (el doble par de fuerzas sin momento resultante, en el caso que nos ocupa) en el espacio, o, equivalentemente, la orientación del plano de falla.

La geometría de la falla viene representada en la fig. 1. En esta figura podemos distinguir tres tipos de parámetros:

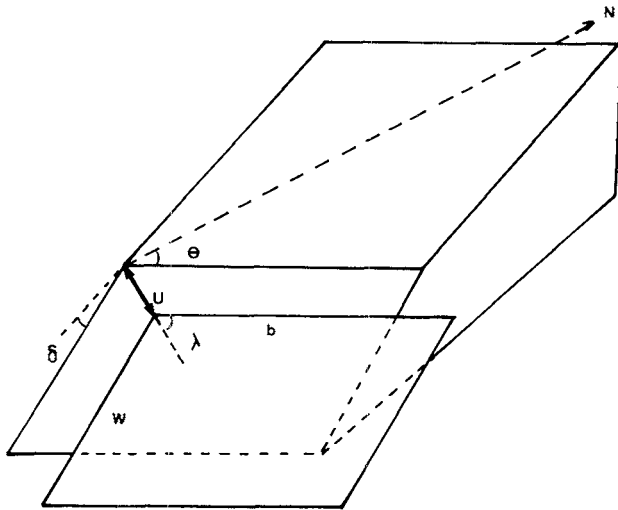


Fig. 1. Parámetros del plano de falla. Para su definición ver el texto.

i) los ángulos θ , δ y λ que nos definen respectivamente el rumbo, el buzamiento y el ángulo de deslizamiento de la falla. La determinación de dichos ángulos es conocida como solución focal del mecanismo del terremoto. Cabe hacer notar que el factor de distribución geométrica de radiación de energía es una función que, para un período dado, depende de la profundidad del foco y de los parámetros θ , δ y λ .

ii) el parámetro u , que representa el deslizamiento de un labio de la falla respecto al otro, conocido como dislocación media y definida como la dislocación final promediada sobre el área de la falla. Este parámetro es el que nos da la magnitud del campo de desplazamientos observado.

iii) los parámetros b y w , la longitud y anchura de la falla, que nos dan cuenta de las dimensiones finitas de la falla. Estos parámetros quedan englobados en un factor conocido como factor de finitud de la fuente.

Si estudiamos la radiación del foco sísmico en el campo lejano (el receptor situado a varias longitudes de onda del foco), podemos considerar una falla puntual. Esta aproximación es válida para longitudes de onda mayores que las dimensiones del foco.

Para un foco puntual, y utilizando la notación de Harkrider (1970), las expresiones para el campo lejano de las amplitudes espectrales de las ondas Rayleigh y Love se escriben, para un foco representado por un doble par de fuerzas

$$U_R = S k_R e^{-i \frac{3\pi}{4}} \kappa_R(\theta, h) E_R \frac{e^{-i k_R r}}{r^{1/2}} e^{-\gamma_R r} \quad (1)$$

$$U_L = S k_L e^{-i \frac{3\pi}{4}} \kappa_L(\theta, h) E_L \frac{e^{-i k_L r}}{r^{1/2}} e^{-\gamma_L r}$$

donde S es la función espectral de la fuente, k el número de onda, $k_R = \omega/C_R$ para ondas Rayleigh, donde C_R es la velocidad de fase de las ondas Rayleigh y $k_L = \omega/C_L$ para ondas Love, siendo C_L la velocidad de fase de las ondas Love. ω es la frecuencia angular, h la profundidad del foco, θ el azimut desde el foco a la estación, r la distancia epicentral y γ_R y γ_L los coeficientes de atenuación de las ondas

Rayleigh y Love respectivamente. Los términos E_R y E_L en (1) vienen dados por

$$E_R = \epsilon_0 A_R k_R^{-1/2} \quad (2)$$

$$E_L = A_L k_L^{-1/5}$$

donde ϵ_0 es la elipticidad de las ondas Rayleigh, y A_R y A_L representan la respuesta de amplitud de las ondas Rayleigh y Love debida a una fuerza vertical puntual situada en la superficie. $\kappa(\theta, h)$ es la función de distribución de radiación (para los detalles de dicha función ver Harkrider, 1970).

Para longitudes de onda comparadas con las dimensiones del foco, la aproximación de una fuente puntual deja de ser válida y debemos considerar una falla de dimensiones finitas. El modelo de formación de la falla, propuesto por Ben-Menahem (1961), consiste en suponer una distribución de focos puntuales según la anchura de la falla (ver figura 1) que se propaga desde $x = 0$ a $x = b$ con una velocidad de ruptura v constante. Este modelo ha sido estudiado en detalle, entre otros, por Lana (1980), para el caso de una falla de dirección pura ($\delta = 90^\circ$, $\lambda = 0^\circ$) y con la restricción $b \gg w$, obteniendo la siguiente expresión final para el valor absoluto de la amplitud espectral:

$$|U| = S k \lambda(\theta, h) E \frac{e^{-\gamma r}}{r^{1/2}} \frac{\text{Sen} X}{X} \quad (3)$$

donde U representa la amplitud espectral para las ondas Rayleigh o Love y X es el término finitud de la fuente definido por

$$X = \frac{\omega b}{2C} \left(\frac{C}{v} - \cos \theta_0 \right) \quad (7)$$

donde C es la velocidad de fase, b la longitud de la falla, v la velocidad de ruptura y θ_0 el azimut de la estación medido en sentido antihorario desde la dirección de ruptura de la falla.

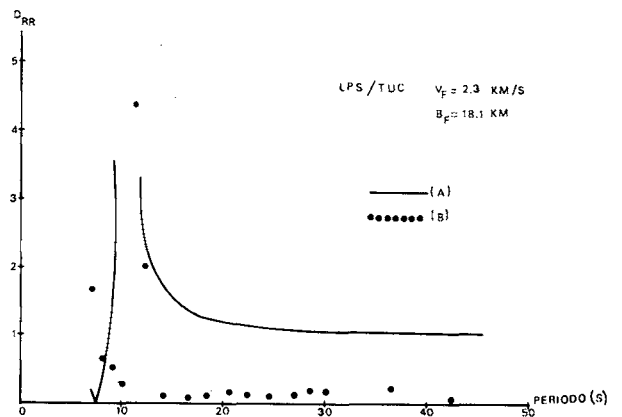


Fig. 2. Curvas de las funciones de directividad teórica (A) y experimental (B) del terremoto del 18-nov-1970 para el par de estaciones LPS/TUC.

Podemos ver, por tanto, que el efecto de considerar una falla de dimensiones finitas se manifiesta, en el caso de una falla de dirección pura, por el factor multiplicador $\text{sen} X/X$, factor corrector de las expresiones obtenidas para una fuente puntual.

Para terremotos de magnitud comprendida entre 5 y 6, este factor se pone de manifiesto para periodos menores de 15 s, siendo prácticamente despreciable para periodos superiores, excepto en unos pequeños intervalos correspondiente a mínimos azimutales (Correig, 1977).

DETERMINACIÓN DE LA LONGITUD DE LA FALLA Y LA VELOCIDAD DE RUPTURA

Hemos visto, en la ecuación (3), que la finitud de la fuente se pone de manifiesto en el factor $\text{sen}X/X$, correspondiendo los otros términos a una fuente puntual. Aprovechando esta característica, Ben-Menahem estableció, para aislar de (3) el término de finitud, la llamada «función de directividad», definida como el cociente de las amplitudes espectrales de las ondas superficiales, Rayleigh o Love, que parten de la fuente en direcciones opuestas, $D = |U(\theta)| / |U(\theta+\pi)|$. Al efectuar el cociente, desaparecen todos los términos que son comunes a ambas direcciones, quedando únicamente los de finitud de la fuente $(\text{sen}X/X)_\theta / (\text{sen}X/X)_{\theta+\pi}$.

Udias (1971) demostró que no es necesaria la restricción de rayos que parten del foco en direcciones opuestas, y generalizó la función de directividad para rayos que parten de la fuente formando un ángulo α arbitrario. La función de directividad queda definida

$$D\alpha = \frac{|U(\theta)|}{|U(\theta+\alpha)|} = \frac{\left| \text{sen} \left[\frac{\pi b f}{C} \left(\frac{C}{v} - \cos \theta \right) \right] \left(\frac{C}{v} - \cos(\theta+\alpha) \right) \text{sen} 2\theta \right|}{\left| \text{sen} \left[\frac{\pi b f}{C} \left(\frac{C}{v} - \cos(\theta+\alpha) \right) \right] \left(\frac{C}{v} - \cos \theta \right) \text{sen} 2(\theta+\alpha) \right|} \quad (5)$$

La forma de la curva de $D\alpha$ como función de la frecuencia, para unos valores dados de b , v y θ así como de la curva de dispersión de la velocidad de fase, tiene una serie de máximos y mínimos. Los mínimos se producen para los ceros del numerador, es decir, para valores del argumento de la función seno

$$\frac{\pi b f}{C} \left(\frac{C}{v} - \cos \theta \right) = n \pi, \quad n = 1, 2, \dots$$

Los máximos se producen para los ceros del denominador, o sea, para

$$\frac{\pi b f}{C} \left(\frac{C}{v} - \cos(\theta+\alpha) \right) = \pi n, \quad n = 1, 2, \dots$$

Para deducir los valores de la longitud de la falla podemos utilizar indistintamente los valores de las frecuencias para los que se producen los máximos o los mínimos. En particular, para el primer máximo o mínimo, obtenemos

$$b = \frac{C}{f \max \left[\frac{C}{v} - \cos(\theta+\alpha) \right]} = \frac{C}{f \min \left(\frac{C}{v} - \cos \theta \right)} \quad (6)$$

Fijémonos que en esta expresión debemos determinar simultáneamente b y v . Tenemos dos caminos para abordar este problema. En primer lugar, podemos comparar la función de directividad observada para distintos pares de estaciones, reducidos a una distancia común, con la calculada teóricamente dando distintos valores a b y v . Este proceso es eficaz para terremotos de magnitud superior a 7, dado que en este caso pueden observarse con facilidad varios máximos y mínimos de distinto orden. Sin embargo, para terremotos de magnitud menor difícilmente observaremos más de un máximo o mínimo, con lo cual podemos obtener distintas combinaciones de b y v mediante los cuales la directividad teórica se nos ajustará a la experimental. En segundo lugar, podemos hacer hipótesis sobre la velocidad de ruptura, ya sea utilizando la que nos da una dispersión mínima sobre los valores de b , ya sea a partir de consideraciones teóricas, utilizando una proporcionalidad entre la velocidad de ruptura y la velocidad de cizalla.

En este trabajo presentamos una solución a este problema mediante el siguiente proceso iterativo:

- Haciendo hipótesis sobre la velocidad de ruptura, tomamos como valor inicial de b el obtenido a partir de la detección del primer máximo o mínimo de la directividad observada según la expresión (6). Para el valor de la velocidad de ruptura podemos partir de los resultados de Mansinha (1964) quien halló que la velocidad máxima de ruptura de una fractura de cizalla en un medio homogéneo infinito es $v = 0.775 \beta$, siendo β la velocidad de cizalla.
- Partiendo del valor de b obtenido en a), calculamos la directividad teórica mediante (5) y buscamos para que valor de v la directividad teórica se aproxima más a la observada. Esta operación la realizamos para tantos pares de estaciones y periodos como sea posible.
- Calculamos el promedio de los valores de v obtenidos en b) y volvemos al paso a) en donde, con este valor promedio calculamos un nuevo valor de b .

Este proceso, o sea, los pasos indicados en a), b) y c), los repetimos tantas veces como sea necesario hasta que b y v tienden a un valor constante o la desviación típica sea menor que un valor previamente establecido.

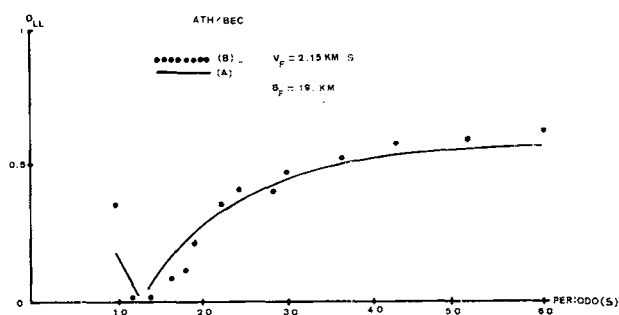


Fig. 3. Curvas de las funciones de directividad teórica (A) y experimental (B) del terremoto del 4-jul-1966 para el par de estaciones ATH/BEL.

Un problema que surge al comparar directividades teóricas y experimentales, que no afecta, sin embargo, a la localización de los máximos y los mínimos, es que para hallar la directividad experimental debemos reducir las amplitudes observadas a una distancia de referencia. Para terremotos de magnitud media, los máximos y mínimos se hallan, normalmente, en el intervalo de periodos comprendido entre 2 y

15 s, para cuyo intervalo los coeficientes de atenuación son poco conocidos y pueden sufrir grandes variaciones laterales. Este inconveniente se traducirá en una discrepancia entre la magnitud de la directividad observada y la experimental, cuyas curvas quedarán desplazadas. Sin embargo, tal como ya hemos dicho, esta discrepancia no afectará la localización de los máximos y mínimos, ya que los valores de los coeficientes de atenuación forman una sucesión sin puntos singulares.

APLICACIONES

La teoría que acabamos de exponer ha sido utilizada para la determinación de la longitud de falla y velocidad de ruptura de los terremotos del 18 de noviembre de 1970, ocurrido en la Dorsal Oriental del Pacífico, y el del 4 de julio de 1966, ocurrido en la Dorsal Centro-Atlántica. Los parámetros focales de estos dos terremotos vienen dados en la Tabla 1.

Para realizar dicho estudio se han digitalizado las ondas

Rayleigh y Love generadas por dichos terremotos y se han digitalizado a intervalos constantes de 0.5 s. A continuación las ondas digitalizadas han sido sometidas a un análisis de Fourier y corregidas por la respuesta instrumental y extensión geométrica, reduciéndolas a una distancia común de referencia de 1.000 km.

Dado el desconocimiento del coeficiente de atenuación para periodos inferiores a 15 s, se ha optado por no realizar la corrección por atenuación, lo que se traducirá en un desajuste del nivel de las curvas teórica y experimental de la función de directividad.

Finalmente, para cada terremoto se han construido las funciones de directividad experimentales, para distintos pares de estaciones, de ondas Rayleigh respecto a Rayleigh (D_{RR}) y Love respecto a Love (D_{LL}), así como sus correspondientes funciones de directividad teóricas a fin de poder realizar la comparación y obtener los parámetros b y v . Las velocidades de fase de las ondas Love y Rayleigh utilizadas son las predichas por el modelo oceánico 8-3-2 de Saito y Takeuchi (1966).

TABLA I

Parámetros focales de los terremotos

Terremoto	Lat.	Long.	T.O.	Prof.	Mag.	MECANISMO FOCAL			
						Plano A		Plano B	
						ϕ	δ	ϕ	δ
18-Nov-70	28.7S	112.7W	20:10:48.2	5	5.6	N119E	80NE	N 28E	88NW (1)
4-Jul-66	37.5N	24.7W	12:15:26.5	20	5.4	N103E	70 E	N172E	46 S (2)

(1) Forsyth (1972)

(2) McKenzie (1972)

Terremoto del 18-nov-1970

Para iniciar la iteración se ha partido de un valor de la velocidad de ruptura v de 2.5 km/s, obtenida a partir de la expresión de Mansinha (1964), y utilizando para la velocidad de cizalla el valor dado por el modelo 8-3-2. El correspondiente valor de la longitud de falla se ha obtenido a partir de la expresión (6).

Un problema que se presenta es el desconocimiento de la dirección y sentido de la ruptura. Este problema se ha solucionado considerando independientemente los cuatro posibles sentidos de ruptura y aplicando a cada uno de ellos el proceso iterativo. Comparando los resultados obtenidos, se ha escogido el sentido de ruptura N 119 E, habiéndose eliminado los tres sentidos de ruptura restantes por los siguientes motivos: a) las longitudes de falla obtenidas eran absurdamente grandes o pequeñas para terremotos de la magnitud considerada, b) las desviaciones típicas eran del mismo orden que los valores obtenidos y c) el proceso iterativo era o bien oscilante o bien muy lentamente convergente.

Una vez escogido el sentido de ruptura N 119 E, el proceso iterativo converge a la tercera iteración, obteniéndose los valores $v = (2.3 \pm 0.1)$ km/s y $b = (18 \pm 1)$ km.

En la fig. 2 presentamos las curvas de la función de directividad teórica y experimental para el par de estaciones

LPS/TUC, habiéndose calculado la directividad teórica con los valores de los parámetros b y v antes mencionados. Estudiando esta figura podemos constatar 1) el buen ajuste del máximo, situado a unos 11 s, con una cierta imprecisión del orden de ± 1 km, coincidente con la desviación típica, y 2) el desajuste en el nivel de las curvas teórica y experimental, especialmente para periodos grandes. Este desajuste puede explicarse por el hecho de no haber corregido por la atenuación y teniendo en cuenta que la distancia del epicentro a la estación LPS es del orden de 3.000 km y la distancia a la estación TUC es del orden de 8.000 km.

Se ha repetido el proceso iterativo partiendo primero de una velocidad de ruptura de 3 km/s y a continuación de una velocidad de ruptura de 2 km/s. Los resultados finales han sido los mismos, habiendo aumentado tan sólo el número de iteraciones necesarias para llegar a la convergencia. Este hecho constituye una clara indicación de la independencia de los resultados finales respecto al valor de partida inicial.

Terremoto del 4-jul-1966

Como en el caso anterior, se ha partido de una velocidad de ruptura de 2.5 km/s y se han considerado también los cuatro posibles sentidos de ruptura. Por las mismas consideraciones que en caso anterior, hemos escogido el sentido de

ruptura N 103 E y a la quinta iteración hemos llegado a los valores $b = (19 \pm 2)$ km y $v = (2.1 \pm 0.1)$ km/s. En la fig. 3 hemos representado las funciones de directividad teórica y experimental para el par de estaciones ATH/BEC. En esta figura podemos observar el buen ajuste entre la directividad teórica y experimental, tanto en la localización del mínimo como en el nivel de las dos curvas. Debemos tener en cuenta que en el presente ejemplo, la distancia del epicentro a las estaciones ATH y BEC es del mismo orden, con lo que la influencia de la no corrección por atenuación queda muy minimizada.

CONCLUSIONES

La aplicación del método iterativo para la obtención de la longitud de falla y velocidad de ruptura, introducido en el presente trabajo, ha resultado ser de una gran utilidad debido a la independencia de los resultados finales respecto al valor de la partida de la velocidad de ruptura. Por otro lado, mediante la utilización de este método hemos conseguido también una mayor precisión en los resultados obtenidos en los que la desviación típica es del orden del 5-10 %, valor inferior a los obtenidos en trabajos previos.

BIBLIOGRAFÍA

- BEN-MENACHEM, A. 1961: «Radiation of seismic surface waves from finite moving sources». *Bull. Seism. Soc. Am.* 51, 401-435.
- CORREIG, A. M. 1977: *Estudi del mecanisme dels terratrèmols a partir d'ones sísmiques*. Tesis Doctoral. Universitat de Barcelona.
- FORSYTH, D. W. 1972: «Mechanisms of earthquakes and plate motions in the east Pacific». *Earth and Plan. Sci. Let.* 17, 189-193.
- HARKRIDER, D. G. 1970: «Surface waves in multilayered elastic media. Part II. Higher mode spectra and spectral ratios from point sources in plane layered earth models». *Bull. Seism. Soc. Am.* 60, 1937-1987.
- LANA, X. 1980: «Determinació de la longitud, velocitat i direcció de ruptura d'una falla a partir de les funcions de directivitat i de diferència de fase». Tesis de Llicenciatura. Universitat de Barcelona.
- MANSINHA, L. 1964: «The velocity of shear fracture». *Bull. Seism. Soc. Am.* 54, 369-376.
- MCKENZIE, D. P. 1972: «Active Tectonics of the Mediterranean Region». *Geophys. J. R. astr. Soc.* 30, 109.
- SAITO, M. and TAKEUCHI, H. 1966: Surface waves across the Pacific». *Bull. Seism. Soc. Am.* 56, 1067-1091.
- UDIAS, A. 1971: «Source parameters of earthquakes from spectra of Rayleigh waves». *Geophys. J. R. astr. Soc.* 22, 353-376.

Recibido, 19 de diciembre de 1980.

ANNOUNCEMENT

First International Symposium on Crystal Growth Processes in Sedimentary Environments.

The first International Symposium on Crystal Growth Processes in Sedimentary Environments will be held in Madrid, Spain from April 14 to 16, 1982, under the auspices of the International Mineralogical Association, the IMA Commission on Crystal Growth of Minerals, the International Organization for Crystal Growth, the Spanish Council for Scientific Research, the Spanish Mineralogical Society and the Instituto Geológico y Minero de España.

The Symposium is aimed to provide a forum mediating between the science of crystal growth and the science of sedimentation and sedimentary petrology, as well as for reporting and discussing recent studies on crystal growth processes in sedimentary environments. The symposium is organized in view of the increasing importance of the knowledge of crystal growth mechanisms in understanding the formation of sedimentary rocks and diagenetic processes.

The symposium will consist of lectures by invited speakers (about ten speakers are expected), Round-Table discussions led by invited speakers and contributed papers presented by the assistants in the form of posters. Those who are interested in this symposium may obtain further information from.

Dr. R. Rodríguez Clemente, Instituto de Geología
Consejo Superior de Investigaciones Científicas
C/ José Gutiérrez Abascal, 2. Madrid-6. SPAIN

The registration fee is fixed at 100 US \$, and the deadline for submission of abstracts of contributed papers is December 20, 1981.