

## 2. *Propagación de ondas sísmicas en el campo cercano*

RAÚL MADARIAGA

Institut de Physique du Globe de Paris. 4 Place Jussieu, Tour 14  
75252 Paris Cedex 05. FRANCIA

### 1. INTRODUCCION

Hay dos puntos de vista diferentes para abordar el estudio de la propagación de ondas en el campo cercano de una fuente sísmica. El primero, más ingenieril, consiste en el estudio estadístico de los movimientos fuertes del suelo; el segundo, más sismológico, consiste en tratar de entender la generación de movimientos fuertes como un producto directo del proceso de ruptura en la fuente del terremoto y de la propagación de las ondas en el medio que rodea la falla sísmica. Desde este último punto de vista, lo que interesa es relacionar las observaciones de aceleración en el campo cercano con el mecanismo de la fuente y con la propagación de ondas en un modelo razonable de la estructura del subsuelo. El problema puede ser puesto en el sentido inverso, es decir, determinar un modelo de ruptura en la fuente a partir de observaciones de propagación de ondas sísmicas. Este es un programa muy ambicioso en el cual recientemente se ha alcanzado algún progreso, especialmente en el caso de terremotos bien instrumentados como el de 1979 en el Valle Imperial de California (Archuleta, 1984), o el de Michoacán, México en 1985 (Anderson *et al.*, 1986). Hasta hace unos diez años había una diferencia enorme entre estos dos puntos de vista; por un lado el sismólogo carecía de métodos para alcanzar acelerogramas sintéticos que tuvieran un parecido, aún remoto, con los observados, y por otro lado, los ingenieros consideraban que el movimiento del suelo era esencialmente un ruido blanco modulado por algún filtro que simulaba la propagación de ondas. Me parece que ciertos progresos recientes, debidos a la disponibilidad general de datos numéricos o digitalizados por instrumentos de gran precisión, abren la vía a estudios mucho más detallados de los acelerogramas y a una previsión mucho más científica de los movimientos fuertes en la zona cercana a un terremoto hipotético.

Vamos a empezar este estudio por los modelos sismológicos clásicos de la fuente sísmica. Estos estudios comenzaron con una serie de artículos, actualmente considerados como clásicos, en los que se estableció la forma general del espectro de las ondas de volumen producido por un terremoto típico. Estos espectros fueron definidos por Haskell (1964), Aki (1967) y Brune (1970) utilizando técnicas muy diversas, pero que en el fondo consisten todas en el establecimiento de un modelo de escalas para la ruptura de una falla sísmica. Vamos a comenzar por el campo lejano, que es donde mejor se aprecia el 'cambio' creado por la aparición de redes sísmicas digitales (SRO, RSTM, en EE.UU., Geoscope en Francia o la nueva red china). Estos datos muestran que los espectros de la mayoría de los terremotos son mucho más simples que lo que se creía y que corresponden muy bien al modelo extremadamente simple propuesto por Brune (1970).

La radiación de un terremoto en el campo lejano a partir de una dislocación o falla plana se puede escribir en la forma siguiente:

Ondas *P*:

$$u^P(t) = \frac{1}{4\pi\rho_0\alpha_0^3} \sqrt{\frac{\rho_0\alpha_0}{\rho\alpha J}} R^P(\gamma) \dot{M}(t - T_x) \quad [1]$$

Ondas *S*:

$$u^S(t) = \frac{1}{4\pi\rho_0\beta_0^3} \sqrt{\frac{\rho_0\beta_0}{\rho\beta J}} R^S(\gamma) \dot{M}(t - T_\beta)$$

donde  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ , son la densidad y la velocidad de las ondas *P* y *S* en la tierra. El subíndice 0 indica que estos valores son tomados en la fuente del terremoto.  $J$  es la llamada divergencia geométrica que mide la variación de amplitudes debida exclusivamente a la dilatación espacial de los frente de onda. En el caso de un medio homogéneo  $J=R^2$ , de modo que las ondas presentan un decaimiento geométrico del tipo  $R^{-1}$ . Para medios más complejos,  $J$  se puede calcular usando técnicas de la teoría de rayos. El tiempo de propagación es  $T_P$  o  $T_S$  para la onda *P* o la *S*, respectivamente. Dado un modelo de la estructura interna de la Tierra, tanto  $J$  como  $T^P$  y  $T^S$  se pueden calcular utilizando la teoría de rayos.  $R^P(\gamma)$  y  $R^S(\gamma)$  representan los diagramas de radiación cuadrupolar de las ondas *P* y *S*, respectivamente.  $\gamma$  es un vector unitario en la dirección de radiación del rayo en la fuente. Muy a menudo se reemplaza este diagrama por su valor cuadrático medio sobre la esfera focal. Se trata así de paliar la falta de conocimiento detallado sobre la dirección de radiación con respecto a los planos de falla. Naturalmente, cuando los planos de falla son bien conocidos se toma en cuenta el valor exacto de  $R(\gamma)$ . En la ecuación [1] se ha escrito el desplazamiento de la *P* y la *S* como un escalar que corresponde a la componente longitudinal para las ondas *P* o transversal para las *S*.

El término más importante de la expresión [1] es  $\dot{M}(t-T)$ , que es la derivada del momento sísmico. Esta es la señal producida por la fuente y que se propaga con la velocidad de las ondas *P* o *S* a lo largo de los rayos sísmicos. Desde el punto de vista de la caracterización de la fuente sísmica, lo que más nos interesa es justamente la señal  $M(t)$ . Un gran esfuerzo teórico para describir la forma de la señal sísmica ha sido desplegado desde que Haskell comenzó en 1966 a estudiar las dislocaciones sísmicas. Lo más simple es describirla en el dominio de las frecuencias. Para ello tomamos la transformada de Fourier de [1] o [2], en este caso se ve que el 'espectro', o transformada de Fourier, de  $u^P$  o  $u^S$  es directamente proporcional al espectro de  $\dot{M}$ , que es simplemente

$$\dot{M}(\omega) = \Omega(\omega) = i\omega M(\omega) \quad [2]$$

$\Omega(\omega)$  es la transformada de Fourier de la derivada del momento sísmico. El valor absoluto  $|\Omega(\omega)|$  de esta transformada se llama generalmente el *espectro de la fuente del terremoto*. La forma más común de este espectro está dada por el modelo de Brune, representado en la figura 1a. En este modelo, llamado también de  $\omega^2$ , el espectro de la fuente comprende una parte plana o constante a baja frecuencia y que es directamente proporcional a  $\dot{M}_0 = M(\omega \rightarrow 0)$ , el momento sísmico escalar de la falla. A alta frecuencia el espectro decae de manera inversamente proporcional a  $\omega^2$ , de donde proviene el nombre que se le da. Las dos asíntotas se cortan en una frecuencia característica o *frecuencia esquina*. Un argumento de tipo puramente dimensional nos indica que esta frecuencia está controlada por la dimensión característica de la fuente. En efecto, a baja frecuencia la fuente aparece, desde el punto de vista de la radiación, como una dislocación puntual: las ondas no saben que la falla es finita. Por otro lado, a alta frecuencia, cuando las longitudes de onda son más cortas que la dimensión de la fuente, la radiación es fuertemente afectada por la difracción alrededor de los bordes de la falla, lo que explica el decaimiento espectral en  $\omega^{-2}$ . Es evidente entonces que la frecuencia esquina  $\omega_0 = 2\pi f_0$ , que tiene dimensiones de  $[T^{-1}]$ , debe ser inversamente proporcional a la duración de la fuente o a la dimensión característica de la falla *L*. Brune (1970), Madariaga (1976), y muchos otros han demostrado que para cualquier modelo de falla:

$$\omega_0 = N \frac{\beta}{L} \quad [3]$$

donde *N* es un factor numérico vecino de 2.3 y  $\beta$  es la velocidad de las ondas *S*.

Veamos ahora el espectro de aceleración en el campo lejano. Como la aceleración es la derivada segunda de la señal en el campo lejano, basta multiplicar el espectro de Brune por  $\omega^2$  para obtener el espectro de

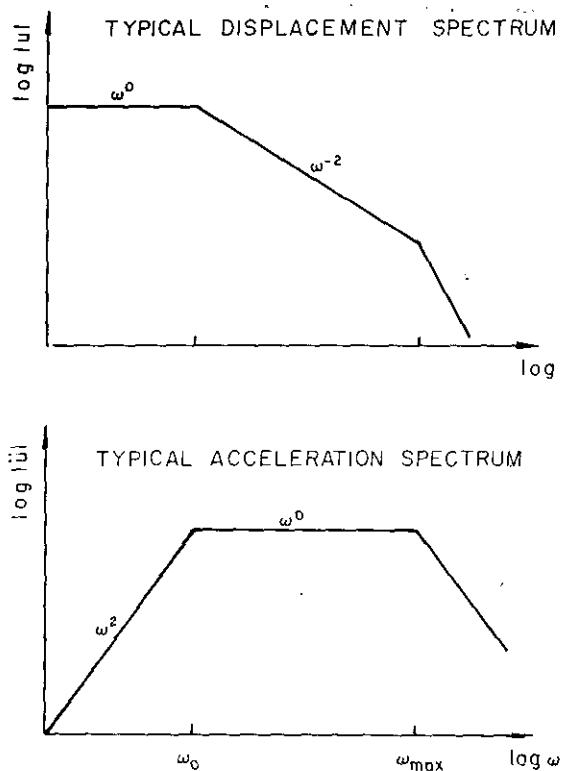


Figura 1.—Formas típicas de los espectros de desplazamiento y de aceleración propuestas por Brune (1970).

aceleración. En la figura 1b se muestra la forma esquemática de este espectro en el caso del modelo de Brune. Se ve que el espectro de aceleración posee «plateau» o parte plana delimitada a baja frecuencia por la frecuencia esquina y a alta frecuencia por una frecuencia de corte llamada corrientemente  $f_{\max}$ . La frecuencia circular correspondiente es  $\omega_{\max} = f_{\max}$ . Un espectro perfectamente constante entre  $\omega=0$  y  $\omega=\infty$  se llama de ruido blanco y corresponde a una señal aleatoria con una función de correlación de ancho nulo. Es decir, que la señal varía bruscamente de un instante al otro sin memoria. Un espectro plano entre dos frecuencias límites se suele llamar ruido blanco a banda limitada (Hanks, 1982). Este espectro corresponde a la transformada de Fourier de una señal aleatoria en que  $f_{\max}$  es la frecuencia de correlación. Señales más cortas que  $\tau_{\min} = (f_{\max})^{-1}$  son fuertemente correlacionadas, las más largas son independientes. En el caso de señales sísmicas observadas en el campo lejano, la correlación a alta frecuencia se debe a la atenuación que sufren las ondas de volumen al pasar por el manto superior. A baja frecuencia, la banda espectral de aceleración

está controlada por la duración total de la ruptura. En general, un espectro como el de la figura 1b corresponde groseramente a una serie de impulsos de duración  $\tau_{\min}$  distribuidos en una ventana de duración  $f_0^{-1}$ . Este modelo corresponde bastante bien a lo que se observa en estaciones digitales como se verá en la sección siguiente.

## 2. OBSERVACIONES ESPECTRALES EN CAMPO LEJANO

Hasta hace poco tiempo era muy difícil estudiar los espectros sísmicos debido al paso banda estrecha y a la poca resolución dinámica de las estaciones analógicas de tipo Press Ewing, que durante más de treinta años han sido la fuente principal de datos sismológicos. Desde principios de esta década han aparecido varias redes de estaciones digitales de banda muy ancha que permiten observar sin dificultad el espectro de grandes terremotos. Para observar espectros como los de la figura 1, la estación debe registrar correctamente las frecuencias inferiores a la frecuencia esquina del terremoto, que es variable y depende de la magnitud o del momento sísmico. Al mismo tiempo, a altas frecuencias, la estación debe registrar correctamente frecuencias superiores a la frecuencia de corte  $f_{\max}$ . Para observaciones en el campo lejano,  $f_{\max}$  está determinada por las propiedades físicas de atenuación del manto de la tierra y se sitúa cerca de 1 Hz para las ondas *P* y de 0,25 Hz para las *S*.

Para registrar grandes terremotos de magnitud superior a 6 y hasta 8,5 se necesita entonces un paso banda entre 0,01 Hz y varios Hz. El mayor problema para registrar en esta banda es el ruido microsísmico situado cerca de 0,2 a 0,1 Hz. Esto se consigue actualmente con datos de las redes digitales SRO, GDSN, RSTN y GEOSCOPE.

En la figura 2 se muestra el espectro de desplazamientos y de aceleración de ondas de volumen del terremoto de Valparaíso, Chile, del 3 de marzo de 1985, obtenidos a partir de registros de banda ancha (canal BRB) de la estación SSB de la red Geoscope. Esta estación está situada cerca de St. Etienne en Francia central. Se puede observar, del espectro de desplazamiento, que la frecuencia esquina es de 0,016 Hz, lo que corresponde a un período de 66 seg. La señal en el tiempo, mostrada en la parte inferior de la figura, posee una duración de cerca de un minuto, lo que confirma que la frecuencia esquina es una medida de la duración del terremoto. El espectro de la figura 2 puede ser utilizado para calcular el momento sísmico del terremoto. Corrigiendo por la radiación, la divergencia geométrica, etc., se encuentra que el momento obtenido a partir del espectro de ondas de volumen es de  $1,5-2 \cdot 10^{28}$  Dyn cm en unidades convencionales, o  $1,5-2 \cdot 10^{21}$  N m en unidades SI. Este valor del momento sísmico coincide con aquel determinado por Monfret y Romanowicz (1986) a partir de datos de ondas superficiales. Corrigiendo adecuadamente el espectro, se ve que no hay diferencia a largo período entre espectros determinados con ondas

superficiales y con ondas de volumen. Este problema ha sido largamente discutido en la literatura y es el origen de una serie de modificaciones del espectro de Brune propuestas, entre otros, por Aki (1972), Gusev (1983), etcétera. Con instrumentos de paso banda ancha, Houston y Kanamori (1986), Bezzeghoud *et al.* (1987), han mostrado que esta discrepancia era debida a una mala resolución a baja frecuencia de los espectros.

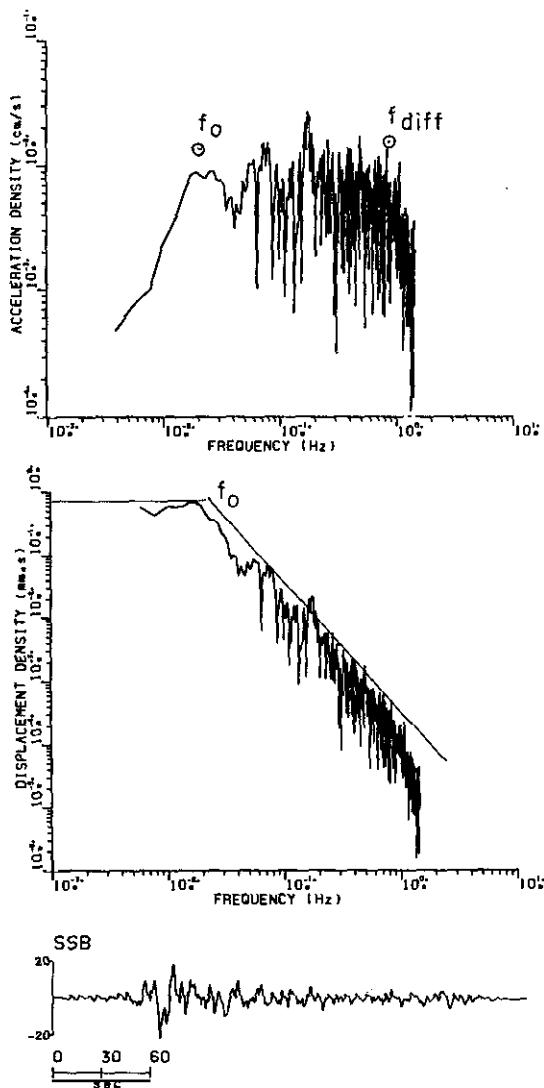


Figura 2.—Espectros de aceleración y desplazamiento del terremoto chileno registrado por la estación GEOSCOPE SSB en Francia.

Pasemos ahora a la parte superior de la figura 2, donde se muestra el espectro de aceleración obtenido multiplicando el espectro de desplazamiento por  $\omega^2$ . Tal como se predecía en el modelo de Brune, el espectro presenta una parte plana a alta frecuencia entre la frecuencia esquina (0,016 Hz) y una frecuencia del orden de 0,2 Hz, que hemos señalado como  $f_{\text{dif}}$ . En el caso de este registro, esta frecuencia de corte del espectro de aceleración es causada por la difracción alrededor del núcleo. En efecto, la distancia de la estación SSB al apicentro es mayor de 100°, por lo que las ondas *P* son difractadas por el núcleo. El principal efecto de la difracción es la pérdida de altas frecuencias, como se ve en el espectro de aceleración de la figura 2b.

A distancias más cortas que 100°, la frecuencia de corte de los espectros de aceleración en el campo lejano es debida a la atenuación a lo largo de la trayectoria epicentro estación. A distancias superiores a 30° la atenuación es prácticamente independiente de la distancia y se expresa en la forma:

$$F_Q = \exp(-\omega t^*) \quad [4]$$

donde

$$t^* = \int \frac{dt}{2Q}$$

es una integral a lo largo del trayecto fuente-estación. Un estudio detallado de  $t^*$  para numerosos trayectos ha sido presentado por Der y Less (1985). Para la mayor parte de los casos estudiados  $t^*$  varía entre 0,8 y 1,2 seg y es prácticamente independiente de la distancia recorrida por las ondas. Esto se debe a que la mayor pérdida de energía de las ondas sísmicas se produce en su paso por el manto superior. La atenuación en el manto inferior es despreciable en comparación con aquella que se produce en la zona de baja velocidad o astenosfera. La frecuencia de corte debida a la atenuación se sitúa entonces alrededor de  $(t^*)^{-1}$  y es del orden de 1 Hz. Un ejemplo de espectro de aceleración a distancia menor de 100° aparece en la figura 3. Se trata, en este caso, del registro del mismo terremoto de Valparaíso de marzo de 1985 obtenido en la estación digital RSON de la red RSTN. La estación está situada en Ontario a una distancia de 80° de la fuente. El espectro de aceleración presenta en este caso una envolvente plana entre la frecuencia esquina situada a 0,02 Hz y la frecuencia de corte  $f_Q$  debida al operador de atenuación  $F_Q$  descrito más arriba. Como muestra la figura 4, el espectro de aceleración es plano hasta  $f_Q$ , tal como lo había predicho Brune.

Resumamos estas observaciones del campo lejano. Como predijo Brune, el espectro de aceleración de las ondas de volumen emitidas por un terremoto normal presenta una parte horizontal para frecuencias superiores

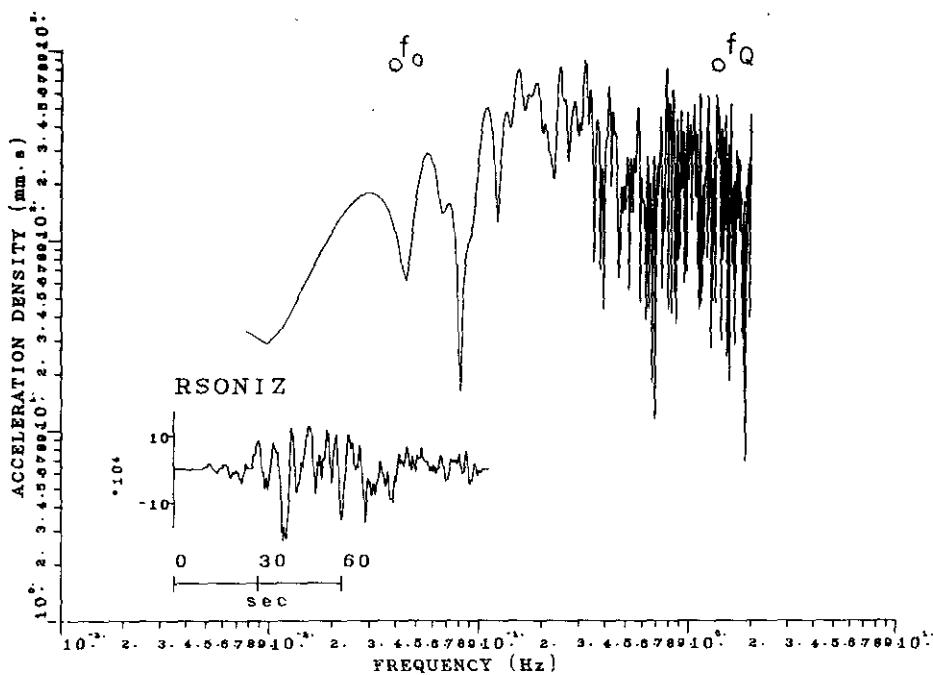


Figura 3.—Espectro de aceleración en la estación RSON de la red RSTN para el terremoto de Valparaíso de 1985.

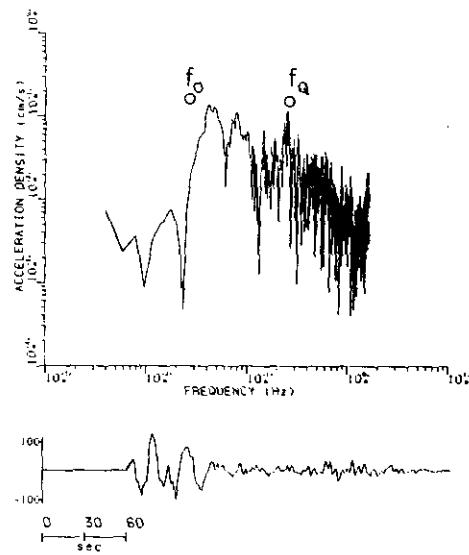


Figura 4.—Espectro de aceleración del terremoto de Michoacán, México, del 19 de septiembre de 1985 registrado en la estación GEOSCOPE SSB en Francia.

a la frecuencia esquina. En el modelo de Brune la envolvente del espectro de aceleración se mantiene plana indefinidamente a alta frecuencia. En la práctica, los espectros de aceleración en el campo lejano presentan una frecuencia de corte  $f_{\max} = f_Q$  debida a la atenuación en la zona de baja velocidad del manto superior. El espectro de aceleración se puede describir simplemente como un ruido blanco de banda limitada. Ruido blanco quiere decir que la envolvente del espectro es horizontal en el interior de la banda definida por las frecuencias de corte  $f_0$  a baja frecuencia y  $f_Q$  a alta frecuencia.

Con respecto a la ecuación [1], podemos escribir la radiación de aceleración en el campo lejano como:

$$\ddot{u}(\omega) = \frac{1}{4\pi\rho_0\alpha_0} R(\gamma) \sqrt{\frac{\rho_0\alpha_0}{\rho\alpha J}} M_0 S(\omega, \omega_0) F_Q(\omega, t^*) \quad [5]$$

donde  $M_0$  es el momento sísmico,  $F_Q$  es el operador de atenuación definido en [4] y

$$S(\omega, \omega_0) = \frac{\omega^2}{1 + (\omega/\omega_0)^2} \quad [6]$$

es el espectro de aceleración en la fuente definida por Brune (1970). El resto de los términos fueron definidos después de la ecuación [1]. La simplicidad de la expresión [5] puede parecer poco realista; sin embargo, como muestra la figura 3, es una representación muy precisa de lo que se observa.

¿Presentan todos los terremotos estas características? Un estudio reciente de Houston y Kanamori (1986) muestra que éste es efectivamente el caso cuando se promedian los espectros de numerosos terremotos. Pero para un terremoto individual puede haber variaciones importantes, por ejemplo la parte plana puede no ser perfecta y podría presentar máximos o mínimos. Un ejemplo extremo de diferencia con el modelo de Brune es el terremoto de México del 19 de septiembre de 1985, cuyo espectro de aceleración presentamos en la figura 4. El espectro de aceleración de este terremoto decae como  $\omega^{-1}$  a frecuencias superiores a la de esquina, y además presenta un pico de 0,3 Hz, que hemos designado  $f_1$  en la figura. Espectros de esta naturaleza son más bien la excepción, y la inmensa mayoría tiene una forma similar a aquella que predijo Brune (1970).

### 3. EL ORIGEN DE LAS ALTAS FRECUENCIAS

De lo observado más arriba se podría concluir que el modelo de Brune explica la naturaleza de las ondas de alta frecuencia. En realidad, no es así porque un espectro plano a alta frecuencia corresponde a una infinidad de series de tiempo posibles. En efecto, lo que predice el modelo de Brune

$S(\omega, \omega_0)$  es una envolvente del espectro o valor absoluto de la transformada de Fourier de la aceleración, es decir, de  $|\omega^2 \Omega(\omega)|$ , usando la notación de la ecuación [2]. El modelo de Brune no pretende modelar la fase de la transformada de Fourier de la aceleración. En su modelo original, Brune supuso que el pulso de desplazamiento en el campo lejano tenía una forma muy particular:

$$S(t, \omega_0) = t \exp \left[ -\frac{t}{\omega_0} \right] \quad [7]$$

Esta es una de las numerosas señales posibles cuyo espectro es la forma [5]. Existe una infinidad de otras señales que poseen un espectro de esta forma. Por ejemplo, la radiación a partir de un modelo de fracturación dinámica de una falla circular estudiado por Madariaga (1976) produce señales en el campo lejano totalmente diferente del pulso de Brune y, sin embargo, el espectro es el mismo. Madariaga (1977) demostró que en realidad el comportamiento de tipo  $\omega^{-2}$  del espectro de desplazamiento a alta frecuencia es una propiedad casi universal de modelos de falla basados en la teoría de la fractura. En este tipo de modelos, una ruptura sísmica se debe a la propagación muy veloz de una fisura de cizalla o dislocación a lo largo de la falla. Cuando esta fisura se propaga, se produce una fuerte concentración de esfuerzos cerca del frente de ruptura, que va acompañada de una concentración similar de velocidades de deslizamiento (véase fig. 5). El frente de ruptura aparece entonces como una especie de fuente lineal de energía de alta frecuencia que emite a medida que se propaga. Un estudio detallado de este tipo de fuentes muestra que la radiación se produce cuando la velocidad de propagación de la fisura cambia abruptamente, por ejemplo, cuando se detiene porque penetra en una zona irrompible o *barrera*. La radiación intensa que se produce cuando la fisura se detiene delante de una barrera se llama tradicionalmente un *una fase de parada o stopping phase* en inglés. Es justamente este tipo de fases el que domina el espectro de alta frecuencia del modelo de Madariaga (1976, 1977). Se puede demostrar que el espectro de desplazamiento que caracteriza las fases de parada tiene una envolvente de tipo  $\omega^{-2}$  a alta frecuencia. El espectro de aceleración correspondiente presenta una parte plana a alta frecuencia del mismo tipo que el modelo de Brune (1970) definido en la ecuación [6].

Ahora que hemos establecido que el modelo de Brune (1970) es mucho más general que lo que definió su autor, podemos generalizarlo a fuentes más realistas. La ruptura de un terremoto se produce de manera muy compleja y a medida que el frente de ruptura avanza a lo largo del plano de falla, su velocidad se reduce o incluso se detiene cada vez que encuentra barreras, o se acelera si encuentra *asperezas*, zonas de fuerte concentración de esfuerzos que tienden a facilitar la propagación de la ruptura. El resultado es la generación de una serie de impulsos aleatorios en el tiempo, que tienen como origen saltos rápidos de velocidad de ruptura en la fuente.

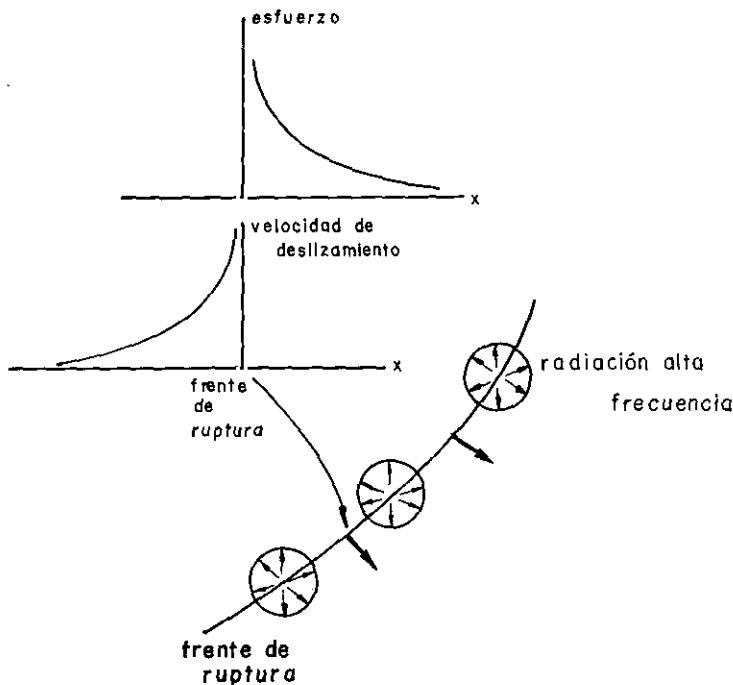


Figura 5—Modelo de ruptura del frente ondas.

Un modelo realista del origen de altas frecuencias sería entonces una serie de impulsiones aleatorias de duración más o menos breve distribuidas en un período de tiempo del orden de la duración de la ruptura. Pero, como hemos visto más arriba, la duración de un terremoto es directamente proporcional a la dimensión característica de la falla  $L$  y, como esta última es proporcional a  $\omega_0^{-1}$  (véase ecuación 3), la duración del terremoto es también proporcional a  $\omega_0^{-1}$ . Un modelo de esta naturaleza representa bastante bien lo que se observa en el campo lejano en el dominio del tiempo. Por ejemplo, en la figura 6 se muestra, para el terremoto de Valparaíso, el sismograma numérico registrado en la estación RSNY de la red RSTN. Esta estación está situada en el estado de Nueva York. En la parte central de la figura aparece la señal de desplazamiento, a la que se le ha eliminado el efecto del instrumento y se le ha reemplazado por un filtro simple centrado alrededor de un período de 50 seg. La respuesta es plana entre 0,02 Hz y 1 Hz. En la parte superior se muestra la misma señal, pero derivada dos veces con respecto al tiempo para obtener un registro de aceleración. El contenido espectral es completamente diverso y se ve la complejidad de las impulsiones. Sin embargo, la duración total de la señal es próxima de 80 seg, lo que no está muy alejado de  $f_0^{-1} = 66$  seg. Una duda que siempre queda con respecto al origen de las impulsiones de

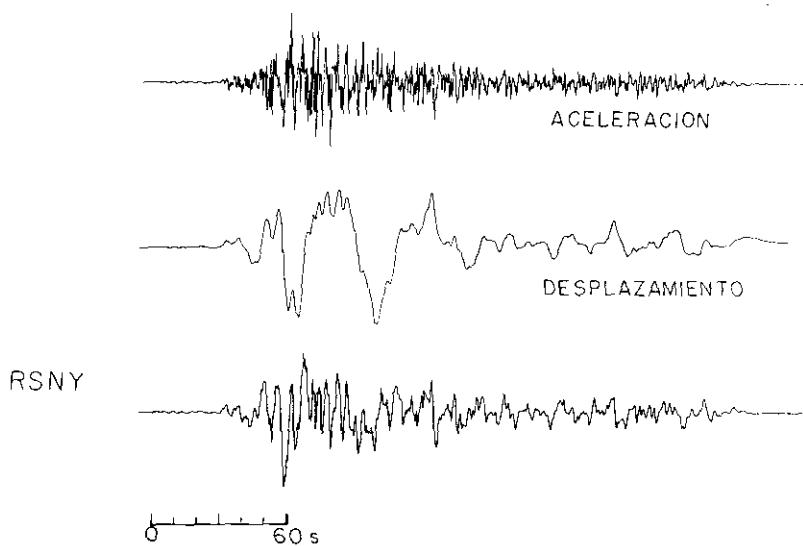


Figura 6.—Deconvolución del registro del terremoto de Valparaíso obtenido en la estación RSNY de la red RSTN. Abajo, señal original; al centro, desplazamiento, y arriba, señal de aceleración.

aceleración es si tienen realmente su origen en la fuente o si son debidas a reflexiones múltiples en la estructura cerca del foco. Aunque esta última posibilidad no se puede excluir fácilmente, las señales en el campo lejano de réplicas y otros terremotos más pequeños son en general mucho más cortas y simples. Por eso, en general, una parte importante de la complejidad debe tener su origen en la ruptura misma.

En resumen, la forma aleatoria de la aceleración en el campo lejano se debe a que los pulsos de aceleración son producidos por la aceleración y desaceleración del frente de ruptura cuando pasa a través de asperezas o cuando encuentra barreras en la falla. La asociación de estos impulsos con complejidades en la ruptura es uno de los temas más fructíferos de investigación actual en sismología. Aunque nos es imposible por el momento reconstituir la serie de asperezas y barreras que han contribuido a la generación de los sismogramas registrados para un cierto terremoto, el modelo explica la forma compleja de los registros temporales de aceleración, y al mismo tiempo la simplicidad de los espectros de aceleración.

#### 4. OBSERVACIONES EN EL CAMPO CERCANO

Hasta aquí hemos discutido la radiación de aceleración en el campo a gran distancia de la fuente. Cuando el observador se acerca a la fuente, las

aceleraciones naturalmente aumentan y se enriquecen en altas frecuencias. A distancias cortas, inferiores a 100 km, las ondas se propagan completamente en el interior de la litosfera y la atenuación se hace cada vez más débil. Las ondas de frecuencia superior a 1 Hz se propagan eficazmente dentro de un radio de un centenar de kilómetros alrededor de la fuente. Son estas ondas de alta frecuencia las que son las responsables de la mayoría de los daños provocados por los terremotos. El modelo de Brune, que, como hemos visto, se aplica bastante bien en el campo lejano, sigue siendo válido a estas distancias, al menos como una primera aproximación. La diferencia fundamental es que la frecuencia de corte a alta frecuencia del espectro de aceleración ya no es 1 Hz, sino que se sitúa más allá de 6 Hz. Esta frecuencia de corte suele llamarse  $f_{\text{máx}}$  en la terminología introducida por Hanks y Mc Guire (1981). Como veremos más adelante, su origen es uno de los temas de mayor discusión actualmente.

Vamos a mostrar en primer lugar algunas observaciones de acelerogramas hechas con colegas italianos (De Natale *et al.*, 1986). Existe en Italia un banco de datos muy completo, con numerosos acelerogramas registrados durante varios terremotos recientes de magnitudes que varían entre 6 y 7,5. La colección más completa es la que se dispone para el terremoto de Irpinia del 23 de noviembre de 1980 en las cercanías de Nápoles. Varios de estos terremotos han sido estudiados por Rovelli (1973) y Faccioli (1986). Aquí voy a presentar el trabajo que hemos hecho sobre los terremotos de Friuli de 1976. Estos terremotos ocurrieron en el norte de Italia, en la región de Friuli-Venezia Giulia. Son sismos de falla inversa cuyo origen tectónico es la comprensión actual en la zona frontal alpina. El terremoto principal ocurrió el 6 de mayo de 1976, y después de un período de réplicas y de calma la actividad se reinició en septiembre del mismo año, con un terremoto mediano el 11 de septiembre y dos importantes el 15 de septiembre a 3H GMT y a 9H GMT. Más de un centenar de acelerogramas fueron registrados con esta ocasión.

En la figura 7 se muestra un acelerograma típico registrado en la estación Forgaria con ocasión de una de las réplicas del terremoto del mes de mayo. La totalidad de los registros estudiados por De Natale *et al.* (1986) son comparables al mostrado en esta figura. En la parte superior de la figura se presenta la velocidad del suelo obtenidas por integración directa de las trazas de aceleración. La señal aparece sencilla y muy similar a lo que se puede observar normalmente en el campo lejano para terremotos de esta magnitud en instrumentos de corto período. La señal consiste en un número finito de impulsos sucesivos, todos de una amplitud similar y de duración bastante menor que 1 seg. Esto corresponde muy bien con el modelo que propusimos en la sección precedente para la aceleración en el campo lejano. Se trata de la radiación de una serie de pulsos aleatorios durante un tiempo del orden de la duración de la ruptura en la fuente. La misma pregunta que para el campo lejano surge aquí: ¿es esta multiplicidad de pulsos debida a la fuente o a caminos múltiples en la estructura? La

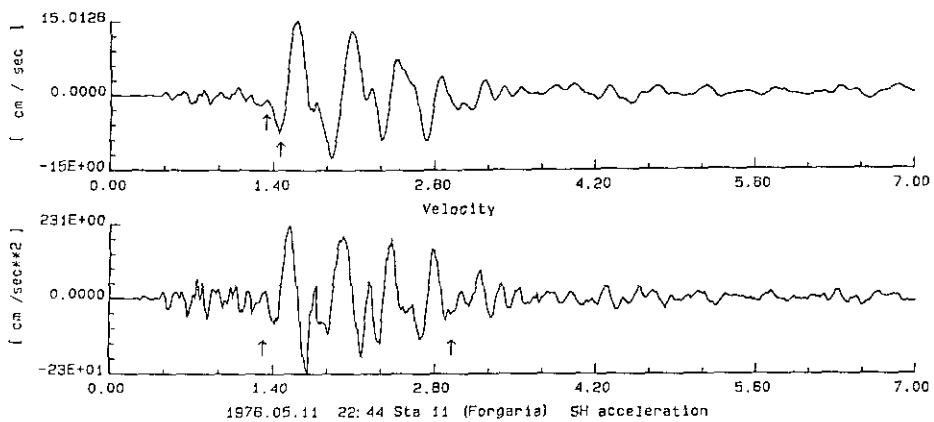


Figura 7.—Velocidad y aceleración para una réplica del terremoto de Friuli de 1976.

respuesta en este caso es sin ambigüedad: para terremotos más pequeños las trazas de aceleración son simples y prácticamente no contienen más que un pulso de corta duración. La complejidad aparente en los acelerogramas de la figura 7 es debida a la fuente.

Veamos ahora cuál es la forma espectral de estos registros. En la figura 8 aparecen dos espectros de desplazamiento del suelo calculados a partir de acelerogramas registrados para dos terremotos de la secuencia de Friuli. Como se puede apreciar en estos dos ejemplos, los terremotos de Friuli poseen en el campo cercano espectros que tienen la misma forma predicha por Brune (1970) para el campo lejano. Solamente la escala ha cambiado con respecto a los espectros del terremoto de Valparaíso mostrados en la figura 3: en la figura 8 las frecuencias esquinas son del orden de 1 Hz en vez de 0,016 Hz. Además la parte del espectro que decae como  $\omega^{-2}$  a alta frecuencia parece continuar hasta cerca de 10 Hz en vez de detenerse a 1 Hz. Esto se explica fácilmente porque la trayectoria de las ondas está contenida en la litosfera, que es menos disipativa que la trayectoria a través del manto superior. La propagación de ondas de alta frecuencia es más fácil en la litosfera que en el manto superior, un resultado muy conocido en sismología. El comportamiento a alta frecuencia en el campo cercano se puede apreciar mejor en dibujos del espectro de aceleración como el que se muestra en la figura 9. Se puede apreciar que el espectro de aceleración es prácticamente plano hasta 8 Hz. Esta frecuencia de corte del espectro a alta frecuencia es típica para Italia y parece ser prácticamente independiente de la posición de la estación y de su distancia a la fuente. Esta frecuencia de corte es la que se suele designar con el nombre de  $f_{\max}$  (Hanks, 1982). Es una frecuencia tan importante como la de Brune y sus significación física sujeta a un debate intenso en la literatura (Aki, 1984).

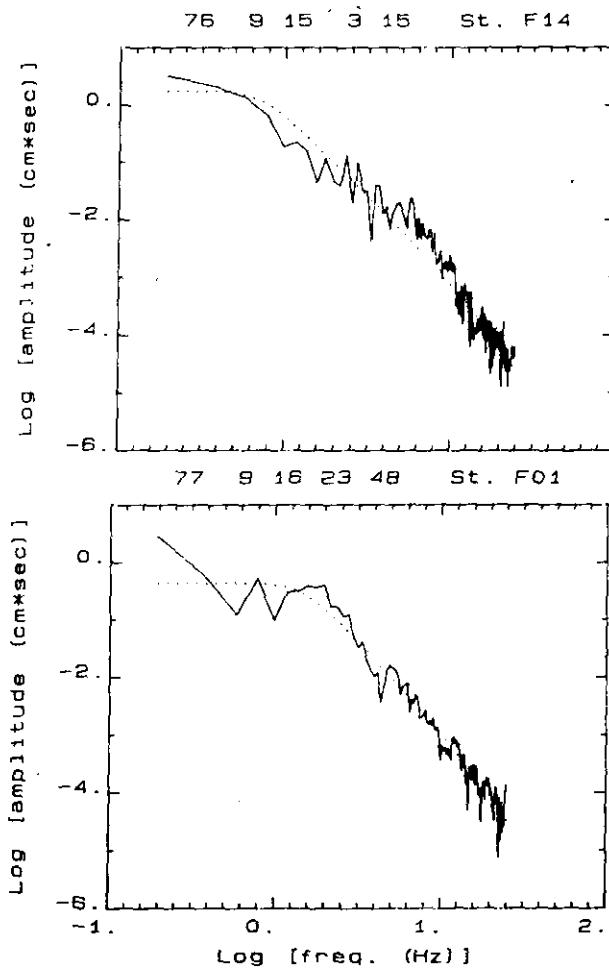


Figura 8.—Espectro de desplazamiento de dos terremotos de Friuli, 1976, obtenidos a partir de acelerogramas de campo cercano.

La razón por la cual los espectros de campo cercano no difieren mucho de aquellos de campo lejano es que, aunque la distancia de propagación es menor, la teoría de rayos simple se aplica perfectamente a pequeña distancia de la fuente. La única condición parece ser que la distancia entre la estación y la fuente no sea igual o menor que la longitud de onda. En tanto esta condición sea satisfecha, ningún fenómeno particular de campo cercano parece ocurrir. La propagación se hace a lo largo de rayos geométricos y la expresión [1] sigue siendo válida. Este resultado ha sido supuesto implícitamente por todos los investigadores que han examinado los espectros y aceleraciones máximas en la vecindad de la fuente. En

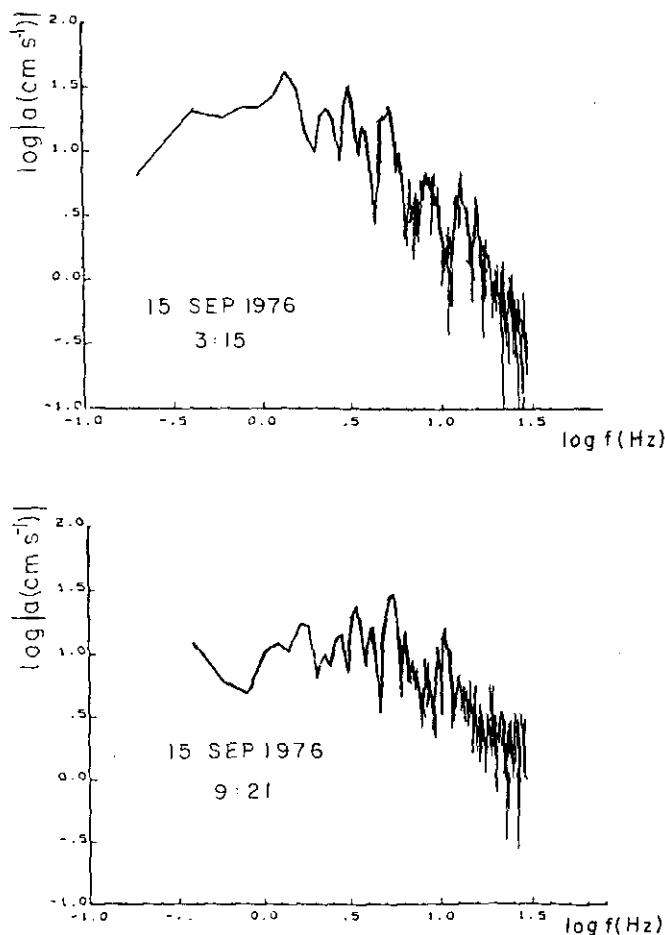


Figura 9.—Espectro de aceleración de dos terremotos del Friuli, 1976 y 1977 obtenidos a partir de acelerogramas de campo cercano.

general, usan sin mencionarlo el modelo de Brune, que sólo puede apliarse bajo la condición de que la teoría de rayos sea válida. Aparentemente, con algunas modificaciones que presentaron Bernard y Madariaga (1984) y Spudich y Frazer (1984), la teoría de campo lejano se aplica al campo cercano a condición de que la longitud de onda que nos interesa sea inferior a la distancia a la fuente.

Antes de concluir esta sección, notemos que en numerosos espectros de aceleración se observan picos debidos probablemente a efectos de amplificación local a resonancias en la estructura de la corteza. Existen, sin embargo, algunos sismos que presentan picos espectrales de origen en la fuente. Algunos autores han desarrollado modelos más complejos que el de

Brune para explicar estas observaciones; citaremos entre ellos a Papageorgiou y Aki (1984) y a Gusev (1983). En la última parte de este trabajo volveremos sobre estas complejidades adicionales.

### 5. ORIGEN DE $f_{\text{máx}}$

El origen de la frecuencia de corte a alta frecuencia  $f_{\text{máx}}$  es uno de los puntos más debatidos actualmente. Algunos autores (véase, por ejemplo, Aki, 1984) piensan que  $f_{\text{máx}}$  es producido por una dimensión característica de la falla y que su origen debe buscarse en la dinámica de la ruptura. Otros autores (por ejemplo, Hanks, 1982, o Anderson *et al.*, 1984) piensan que  $f_{\text{máx}}$  es una propiedad de la propagación y que su origen está en la atenuación de las ondas. Aunque el rango de frecuencias de que se trata es totalmente diferente, este modelo es similar al que usamos para explicar observaciones en el campo lejano.

Observaciones de muchos terremotos muestran que  $f_{\text{máx}}$  es casi independiente de la magnitud del terremoto, de la trayectoria dentro de la zona determinada y que no varía con el tiempo. Puede variar de una zona sísmica a otra. La figura 10 muestra el ejemplo clásico del terremoto de San Fernando, cerca de Los Angeles, California, de 1971.  $f_{\text{máx}}$  tiene un valor vecino a 6 Hz. Este valor se reencuentra en la mayor parte de los registros de aceleración californianos. Parece ser entonces una característica

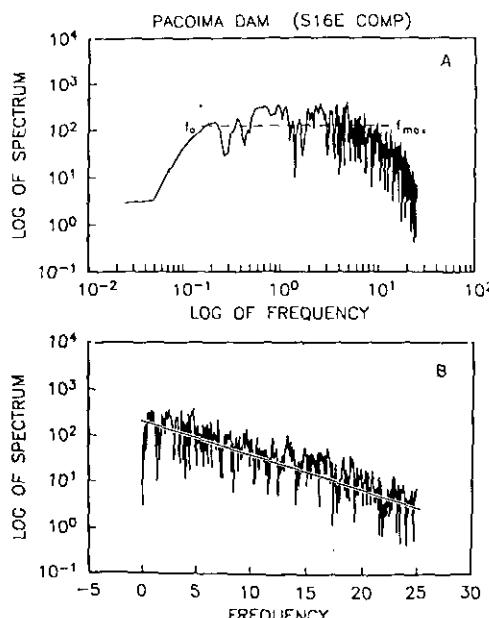


Figura 10.—Espectro de aceleración del terremoto de San Fernando, California, 1971, registrado en Pacoima Dam.

de la región donde se produce el terremoto. Pero ¿se debe a la fuente, que no emite energía a frecuencias superiores a 6 Hz, o se debe a la atenuación en las capas más superficiales de la corteza, que filtran muy eficazmente las ondas de frecuencia superior?

Anderson *et al.* (1984) trataron de responder a esta pregunta analizando los espectros de aceleración de varios terremotos californianos, entre ellos el de San Fernando. Lo que muestran es que el método usual para determinar  $f_{\max}$  no permite distinguir el tipo de comportamiento espectral a alta frecuencia. En efecto, en el papel bilogarítmico utilizado para representar los espectros, la precisión sobre la determinación de  $f_{\max}$  es muy pobre. Utilizando una representación en papel semilogarítmico, en cambio, se ve muy claramente que el espectro de aceleración se comporta de manera exponencial para frecuencias superiores a  $f_{\max}$ . Podemos escribir entonces un espectro de Brune modificado:

$$s(\omega) = S(\omega) e^{-\kappa\omega}$$

donde  $S(\omega)$  es el espectro de aceleración de Brune (6). El valor de  $\kappa$  parece ser una característica del lugar donde se efectúa la medida. Finalmente, podemos asociar fácilmente  $f_{\max}$  y  $\kappa$ , en efecto, en una representación bilogarítmica la frecuencia de corte  $f_{\max}$  es:

$$\kappa \simeq \frac{2\pi}{f_{\max}}$$

Este nuevo método de estimación de  $f_{\max}$  no sólo mejora la precisión de la determinación de  $f_{\max}$ , sino que parece favorecer los modelos que atribuyen esta frecuencia de corte a la atenuación. En efecto, el decaimiento exponencial del espectro [8] puede ser fácilmente relacionado con la atenuación:

$$\kappa = t^* = \int \frac{dt}{Q} \quad [9]$$

o sea que  $\kappa$  representa algo similar al  $t^*$  que se usa para modelar ondas de volumen en el campo lejano. La gran diferencia es que en [9] la integral se calcula sobre una trayectoria en la corteza. Dentro de este modelo entonces el corte espectral  $f_{\max}$  se debe a la atenuación a lo largo de la trayectoria. El hecho de que esta atenuación sea independiente de la magnitud del terremoto y de la distancia de propagación se interpreta como una evidencia en favor de un modelo en que la atenuación está concentrada en las capas superiores de la corteza, quizás en el kilómetro superior de ésta.

El modelo alternativo, propuesto por Aki (1984), se basa en la idea de que la atenuación es relativamente homogénea y no muy fuerte en la corteza. En este caso,  $\kappa$  es demasiado grande y no puede ser la causa de  $f_{\max}$ . Según Aki,  $f_{\max}$  es producido por una cierta dimensión característica de la fuente, que sería una especie de dimensión mínima de ruptura. La

ruptura en una falla no puede desarrollarse mientras el terremoto no ha alcanzado esta dimensión mínima, que en el caso de varios terremotos estudiados por Aki (1984) es del orden de 200 o 300 m. Para largos menores la falla no puede alcanzar velocidades suficientes como para producir ondas sísmicas. Luego  $f_{\text{máx}}$  es inversamente proporcional a esta dimensión mínima de ruptura. Esta dimensión mínima es muy inferior a la frecuencia esquina de Brune para terremotos grandes y medianos. Para terremotos pequeños, en cambio, las dos frecuencias se confunden lo que explica que en numerosos estudios se encuentren un tamaño mínimo para la falla de terremotos pequeños.

Numerosos argumentos en favor de una u otra hipótesis han sido avanzados en la literatura, aún no es posible decidir entre ambas. Es muy probable, en mi opinión, que ambos fenómenos ocurran simultáneamente: cuando la atenuación es fuerte, es su efecto el que domina los espectros; cuando ésta es débil, es la dimensión mínima de ruptura que aparece en los espectros.

## 6. MODELOS MAS COMPLEJOS DE LA RADIACION

Ya hemos señalado que el modelo de Brune es una simplificación extrema de la realidad. Frecuentemente, los espectros observados presentan picos a ciertas frecuencias características o poseen una transición lenta hasta la parte de verdadera alta frecuencia en el espectro. En este último caso se puede proponer el espectro cuya forma esquemática se muestra en la figura 11. Se ve que entre la frecuencia esquina de Brune y la parte plana

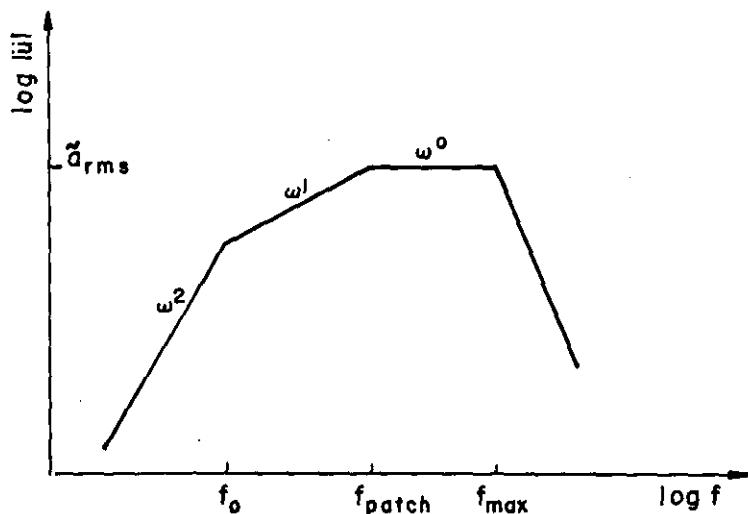


Figura 11.—Espectro de aceleración generalizado para situaciones más complejas que las previstas por Brune (1970).

de alta frecuencia existe una zona de frecuencia intermedia que se puede explicar aproximadamente con una envolvente espectral de tipo  $\omega^1$  en aceleración. Habría, entonces, dos frecuencias características de la fuente: la frecuencia de Brune, que, como hemos visto más arriba, es inversamente proporcional a la longitud total de la falla, y una frecuencia intermedia llamada  $f_{\text{patch}}$  por Papageorgiou y Aki (1983) que refleja la existencia de zonas coherentes de longitud proporcional a  $(f_{\text{patch}})^{-1}$  en la falla.

Con referencia al modelo que se muestra en la figura 12, y que es una modificación del presentado por Papageorgiou y Aki (1983), un terremoto puede considerarse como un conjunto de fallas más pequeñas que cubren la superficie de la falla activada por el terremoto. La radiación del terremoto es la yuxtaposición de la radiación de cada una de las subfallas o eventos individuales. Es muy probable que haya una distribución estadística de estos subeventos, del tipo de la que se muestra en la parte inferior de la figura 12. En este caso  $f_{\text{patch}}$  es probablemente inversamente proporcional al valor medio de  $a$ . Algunos autores piensan que esta distribución debe ser de tipo sin escala o autosimilar. Pero a gran longitud de onda, cerca de la dimensión global de la falla, la distribución debe poseer una

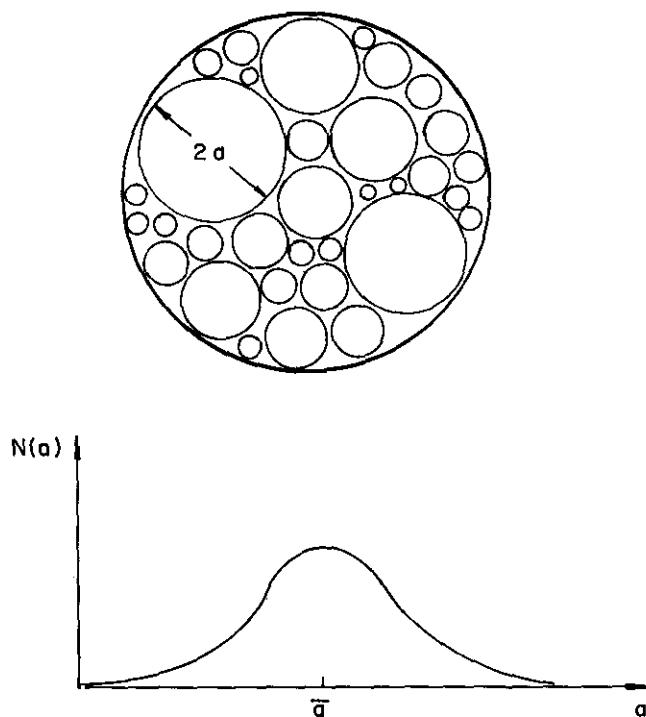


Figura 12.—Arriba, modelo de falla compleja compuesta de varias subfallas de tamaños diversos distribuidos según una ley como la que se ve en la figura inferior. La dimensión media de las subfallas es  $\bar{a}$ .

dimensión característica. Entonces los espectros del tipo representado en la figura 10 son debidos a la presencia de esta frecuencia característica. No nos adentraremos más en esta discusión, que nos parece fundamental para entender la radiación de fallas complejas. El lector puede referirse a las publicaciones de Papageorgiou y Aki (1983) y de Boatwright (1984) para más detalles.

En la figura 13 se presenta el resultado de la determinación de  $f_{\text{patch}}$  y  $f_{\text{máx}}$  para cerca de 40 terremotos del Friuli hecha por De Natale *et al.* (1987). Los rectángulos corresponden a los valores de  $f_{\text{máx}}$  determinados con el método de Anderson *et al.* (1984). Se puede apreciar que este valor es prácticamente independiente del momento sísmico de los eventos y que

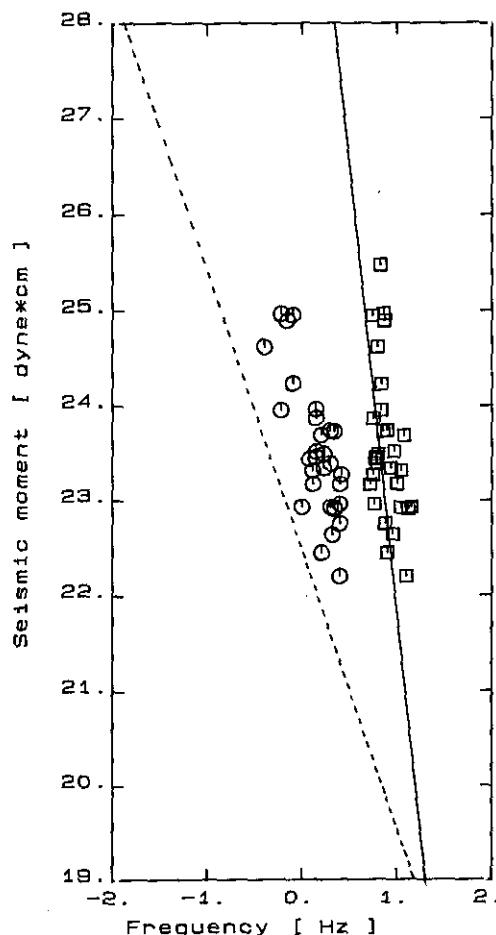


Figura 13.—Conjunto de frecuencias  $f_{\text{patch}}$  y  $f_{\text{máx}}$  determinadas por De Natale *et al.* (1987) para varias réplicas del terremoto del Friuli, 1976.

se sitúa alrededor de 8 Hz. La línea continua casi vertical representa el  $f_{\max}$  determinado por Aki (1984) para varios terremotos californianos. Se puede ver que nuestros resultados son coherentes con los de California. Los círculos en la misma figura representan la frecuencia de corte a baja frecuencia de la parte plana del espectro de aceleración. Para los sismos más pequeños ésta representa sin duda la frecuencia esquina de Brune (1970), en tanto que para los más grandes las determinaciones no siguen la pendiente esperada para una frecuencia de Brune representada en la figura con línea discontinua. De acuerdo a la interpretación de De Natale *et al.* (1987), lo que se midió es la frecuencia  $f_{\text{patch}}$ . La frecuencia esquina  $f_0$  no se puede determinar con estos datos de aceleración, debido a la dificultad para corregir la línea cero del acelerograma. Esta figura obtenida con datos italianos es similar a otras obtenidas por métodos similares en otros sitios. La presencia de tres frecuencias características: Brune  $f_0$ , patch  $f_{\text{patch}}$  y de corte  $f_{\max}$  parece ser una propiedad universal.

## 7. CONCLUSION

En conclusión, diversos estudios llevados a cabo recientemente, utilizando datos numéricos tanto en el campo lejano como cercano, muestran que los espectros de aceleración pueden ser descritos de manera esquemática con el diagrama que se muestra en la figura 11. En numerosos casos ni siquiera es necesario distinguir entre frecuencias de esquina  $f_0$  y la frecuencia llamada de patch. Basados en estos conceptos, se puede prever el valor de la aceleración máxima para un sitio y un terremoto dados, ya que —véanse Hanks y McGuire (1981)—  $a_{\max} = N a_{\text{rms}} f_{\max}$ , donde  $N$  es un factor numérico que debe ajustarse teniendo en cuenta las propiedades estadísticas de la aceleración. En general,  $N$  depende de manera débil de la duración del terremoto, la que a su vez depende de  $f_0$ . Para valores típicos de  $a_{\text{rms}}$  del orden de 60 a 150 cm  $\text{seg}^{-1}$  y  $f_{\max}$ , del orden de 10 Hz,  $a_{\max}$  varía entre 600 y 1.000 cm  $\text{seg}^{-2}$  si se supone que  $N = 1$ . Este resultado simple muestra cuán importante es la determinación correcta de los parámetros espectrales, sobre todo de  $a_{\text{rms}}$  y de  $f_{\max}$ .

Los resultados discutidos en este artículo resumen lo que se sabe de terremotos en regiones activas como California e Italia. Su aplicación a regiones menos activas, como gran parte de la cuenca mediterránea o el este de los Estados Unidos, queda naturalmente sujeta a confirmación con datos de campo. Por ello la instalación de acelerógrafos en sitios menos activos es una tarea importante.

*Agradecimientos.* Gran parte de los resultados presentados en este artículo son el fruto de una larga colaboración con A. Deschamps, R. Scarpa y P. Bernard.

## BIBLIOGRAFIA

- Aki, K. (1967): Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.* 72, 1217-1231.
- (1972): Scaling law of earthquake source-time function, *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 31, 3-25.
- (1984): Asperities, barriers, characteristic earthquakes and strong ground motion prediction, *J. Geophys. Res.* 89, 5867-5872.
- Anderson, J. G.; P. Bodin, J. N. Brune, J. Prince, S. K. Singh, R. Quass, M. Onate (1986): Strong ground motion from the Michoacan, Mexico, Earthquake, *Science* 203, 1043-1049.
- Anderson, J. N., y S. E. Hough (1984): A model for the shape of the Fourier amplitude spectrum of acceleration at high frequencies, *Bull. Seism. Soc. Am.* 74, 1969-1993.
- Archuleta, R. J. (1984): A faulting model for the 1979 Imperial Valley earthquake, *J. Geophys. Res.* 89, 4559-4585.
- Bernard, P., y R. Madariaga (1984): A new asymptotic method for the modeling of near-field accelerograms, *Bull. Seism. Soc. Am.* 74, 539-559.
- Bezzeghoud, M.; A. Deschamps y R. Madariaga (1987): Some observations of earthquake source time function and broad band spectra on digital stations. Proceedings of the School of Applied geophysics, held at Erice, March 1987. G. Panza, editor (en prensa).
- Boatwright, J. (1984): The effect of rupture complexity on estimates of earthquake source size, *J. Geophys. Res.* 89, 1132-1146.
- Brune, J. N. (1970): Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes, *J. Geophys. Res.* 75, 4997-5009.
- De Natale, G.; R. Madariaga, R. Scarpa y A. Zollo (1987): Source parameter analysis from strong motion records of the Fruili, Italy, earthquake sequence (1976-1977), *Bull. Seism. Soc. Am.* 77 (en prensa).
- Der, Z., y A. C. Less (1985): Methodologies of estimating  $t^*(f)$  from short period body waves and regional variations of  $t^*(f)$  in the United States, *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 82, 125-140.
- Faccioli, E. (1986): A study of strong motions from Italy and Yugoslavia in terms of gross source properties, en *Earthquake Source Mechanics, Geophysical Monograph* 37, Am. Geophys. Union.
- Gusev, A. A. (1983): Descriptive statistical model of earthquake source radiation and its application to an estimation of short-period strong motion, *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 74, 787-808.
- Hanks, T. C. (1982):  $f_{\max}$ , *Bull. Seism. Soc. Am.* 72, 1867-1880.
- Hanks, T. C., y R. K. McGuire (1981): The character of high frequency strong ground motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* 71, 2071-2096.
- Haskell, N. (1964): Total Energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, *Bull. Seism. Soc. Am.* 54, 1811-1841.
- Houston, H., y H. Kanamori (1986): Source spectra of great earthquakes: teleseismic constraints on rupture process and strong motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* 76, 19-42.
- Madariaga, R. (1976): Dynamics of an expanding circular fault, *Bull. Seism. Soc. Am.* 66, 639-666.
- (1977): High frequency radiation from crack (stress drop) models of earthquake faulting, *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 51, 625-651.
- Monfret, T., y B. Romanowicz (1986): Importance of on scale observations of first arriving Rayleigh wave trains for source studies: example of the Chilean event of March 3, 1985, observed on the Geoscope and Ida networks, *Geophys. Res. Lett.* 13, 1015-1018.
- Papageorgiou, A. S., y K. Aki (1983): A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion, I, Description of the model, *Bull. Seism. Soc. Am.* 68, 693-722.
- Rovelli, A. (1983): Frequency relationship for seismic  $Q$  of Central-Southern Italy from accelerograms of the Irpinia earthquakes, 1980, *Phys. Earth Planet. Inter.* 32, 209-217.
- Spudich, P., y L. N. Frazier (1984): Use of ray theory to calculate high-frequency radiation from earthquake sources having spatially variable rupture velocity and stress drop, *Bull. Seism. Soc. Am.* 74, 2061-2082.

