

3. INVERSION DE ENVOLVENTES COMPLETAS DE SISMOGRAMAS BASADA EN LA APROXIMACION PARABOLICA; ESTIMACION DE LA ALEATORIEDAD Y ATENUACION EN EL SE DE HONSHU, JAPON (SCHERBAUM Y SATO: J. GEOPHYS. RES., 96, 2,223-2,232 1990)

Resumen: La forma de la envolvente alrededor del arribo de las ondas directas de señales sísmicas, que viajan en medios aleatoriamente inhomogéneos, ha sido predicha basándose en la aproximación parabólica como una medida de las componentes de longitud de onda larga de la aleatoriedad, y también de las propiedades de atenuación del medio. Utilizamos una técnica no lineal de inversión de Marquardt-Levenberg para modelar envolventes de ondas SH de 119 temblores, en la banda de frecuencias 2-16 Hz, para lapsos de tiempo menores que 1.5 veces el tiempo de viaje de la onda cortante. Intentamos obtener la razón de las estimaciones de la fluctuación fraccional media cuadrada de la velocidad, a la longitud de correlación ($\epsilon v^2/\alpha$), y también estimaciones de la atenuación Q_s^{-1} . Para la mayor parte de los eventos encontramos una buena correlación entre la forma de la envolvente y las distancias hipocentrales. El valor resultante de $\epsilon v^2/\alpha$, de $10^{-3.27 \pm 0.32} \text{ km}^{-1}$, es independiente de la frecuencia. Esto coincide bien con la elección de la función Gaussiana de autocorrelación para las componentes de longitud de onda larga de las fluctuaciones aleatorias de la velocidad. La atenuación resultante Q_s^{-1} es burdamente proporcional al recíproco de la frecuencia. Podemos interpretar esto, ya sea como una pérdida dispersiva debida a las componentes de longitud de onda corta de la aleatoriedad, o como pérdidas intrínsecas. Hemos llevado a cabo simulaciones numéricas del proceso de inversión para cuantificar la incertidumbre de los parámetros del modelo y para lograr un mejor entendimiento de la resolución de los parámetros del modelo. Modelando las envolventes de onda como una superposición de envolventes de ondas libres de ruido con ruido Gaussiano filtrado con pasabanda, hemos podido reproducir la apariencia visual de las envolventes observadas y también las características observadas en la dependencia de los parámetros del modelo. Encontramos que para distancias hipocentrales grandes, la forma de la envolvente está controlada por el coeficiente de atenuación, mientras que para distancias hipocentrales cortas las fluctuaciones de la velocidad representan la contribución dominante.

3.1 INTRODUCCION

Ha llamado la atención que las formas de las envolventes de ondas sísmicas tienen firmas que reflejan diferencias regionales y también la proximidad al sitio de registro (Tsujiura, 1988). Mientras que algunas de las características regionales pueden ser entendidas en términos de diferencias consistentes en los procesos de la fuente y/o en efectos de sitio locales, otras características, como la dependencia de la forma de los sismogramas con la distancia hipocentral, no aceptan tales explicaciones.

La mayor parte del trabajo teórico anterior, sobre la forma de las envolventes de ondas sísmicas, se ha referido principalmente al decaimiento de las envolventes de las codas de temblores locales (ver una

revisión por Herraiz y Espinosa, 1987). Aunque los modelos propuestos difieren en muchos aspectos, la mayor parte de ellos enfatiza la importancia de la dispersión de ángulo grande en un medio con parámetros elásticos que varían rápidamente. La dispersión de ángulo grande es el proceso dispersivo dominante para $k\alpha \approx 1$, donde α es la longitud de correlación que caracteriza la escala de longitud de las inhomogeneidades, y $k\alpha$ es el número de onda de la señal sísmica (ej. Wu y Aki, 1988). Para modelar la envolvente completa del sismograma de velocidades de temblores locales, concentrándose en la excitación de coda y en la atenuación debida a dispersión por componentes de la aleatoriedad de longitud de onda corta, Sato (1984) propuso un modelo de dispersión sencilla, en el que la fluctuación en el tiempo de viaje es considerada como el único efecto de las componentes de las fluctuaciones de la velocidad de longitud de onda larga. Este modelo simula bien como las envolventes de los sismogramas de tres componentes dependen fuertemente de las soluciones de plano focal, incluso las codas P y S, cuando se adopta una conversión entre ondas P y S. Sin embargo, este modelo no es aplicable para distancias de viaje grandes, aproximadamente mayores que unos 100 km, ni tampoco para lapsos de tiempo mayores que el tiempo medio libre, puesto que se ignoran tanto la difracción debida a las componentes de las fluctuaciones de velocidad de longitud de onda larga como la dispersión múltiple.

La tomografía sísmica de tiempos de viaje nos da gran cantidad de evidencia de la existencia de componentes de longitud de onda larga de las fluctuaciones de la velocidad (ej. Ishida y Haseni, 1988). Puesto que en el contexto de las fluctuaciones de longitud de onda larga $k\alpha \gg 1$, las contribuciones de la dispersión de ángulo pequeño alrededor de la dirección hacia adelante, o de la difracción, se hacen dominantes, se puede utilizar la aproximación parabólica (Wu y Aki, 1988). Es más, si las fluctuaciones de velocidad son suficientemente fuertes y/o las ondas han encontrado suficientes dispersores sobre distancias de viaje suficientemente grandes, de tal manera que los rayos se dividan en microrrayos que se interfieren mutuamente, entonces se dice que la dispersión ocurre en el régimen saturado. Consecuentemente, la envolvente de una onda originalmente impulsiva se ensanchará como una función del tiempo de viaje y se desarrollará un retraso en el tiempo del pico de amplitud máxima de la envolvente.

La cuestión de cómo tal tipo de fluctuaciones actúa sobre las formas de onda, ha sido apenas recientemente abordada dentro del campo de la sismología (Sato, 1989, Capítulo 2 de este texto, de aquí en adelante referido como artículo I), aunque ha sido estudiada en forma extensa en otros campos (ej. Flatte et al., 1979). Se encuentra que para los temblores registrados en el rango de distancias intermedias (80-300 km) en el SE de Honshu, Japón, los retrasos de tiempo entre las amplitudes máximas de la envolvente y los tiempos de inicio de las ondas S son mucho mayores que las duraciones de las fuentes, estimadas a partir de sus magnitudes. También muestran un incremento significativo conforme se incrementan las distancias hipocentrales. Basándose en la aproximación parabólica, el artículo I predice tanto el ensanchamiento de la envolvente de señales sísmicas, originalmente impulsivas, como el tiempo de retraso del pico de amplitud máxima. Suponiendo una función de autocorrelación Gaussiana para la aleatoriedad, allí se describe la variación temporal de la densidad espectral de poder de señales sísmicas alrededor de la porción principal del sismograma. La función Gaussiana de autocorrelación se

escogió, porque sólo en este caso se obtuvo una solución analítica para la envolvente. Aunque la inhomogeneidad real de la velocidad tiene un espectro ancho, aquí nos permitimos concentrarnos en las componentes de longitud de onda largas, comparadas con las longitudes de onda de la señal sísmica estudiada, esto es, esta formulación conserva principalmente a la energía total. Se introdujo una atenuación empírica en este formalismo, multiplicando por un factor de decaimiento exponencial. Entonces, podemos interpretar la atenuación, ya sea como una contribución de la dispersión de ángulo grande por las componentes de longitud de onda corta, o como una atenuación intrínseca. En el artículo I fue supuesto a priori que $Q_s^{-1} = 0.014 f_c^{-1}$, donde f_c es la frecuencia en Hz. La razón de la fluctuación fraccional media cuadrada (MS) de la velocidad, a la longitud de correlación $\epsilon v^2/\alpha$, para el SE de Honshu, Japón, se estimó en $10^{-2.98 \pm 0.32} \text{ km}^{-1}$, a partir de las gráficas de los tiempos de retraso de los picos de amplitud máxima y de las amplitudes semi-máxima, en función de las distancias hipocentrales. La gran dispersión en los resultados fue interpretada como debida principalmente a incertidumbres de estimación.

El artículo I (Capítulo 2) provee de las bases teóricas para el presente análisis. Sin embargo, intentamos superar un serio problema del artículo I: no hacemos ninguna suposición a priori sobre la dependencia de la atenuación Q_s^{-1} con la frecuencia. En lugar de dos lecturas de la anchura del retraso del pico máximo y del pico semi-máximo de amplitud, usamos una técnica de inversión no lineal sobre la envolvente de la onda completa para estimar $\epsilon v^2/\alpha$ y Q_s^{-1} . Las componentes NS de los sismogramas fueron analizadas en el artículo I, sin embargo aquí reevaluamos los sismogramas de las componentes SH de las ondas. Además, hemos llevado a cabo simulaciones numéricas para cuantificar las incertidumbres de los parámetros del modelo y la resolución de los mismos. El propósito del presente artículo es obtener una mejor comprensión de la información contenida en las envolventes de las ondas sísmicas.

La velocidad de la onda S y la fluctuación fraccional de la velocidad de la onda S están representadas en este capítulo por $V(x)$ y $\epsilon v(x)$ respectivamente.

3.2 ENSANCHAMIENTO DE LA ENVOLVENTE DE LAS ONDAS SÍSMICAS

Las ondas sísmicas que viajan a través de un medio aleatoriamente inhomogéneo son afectadas por una variedad de fenómenos dispersivos. Dependiendo de la escala de longitud de las heterogeneidades y también de la longitud de propagación dentro de la región heterogénea, se utiliza una variedad de métodos aproximados para lidiar con un complejo de efectos.

Si la longitud de onda de la señal sísmica es mucho más pequeña que la escala de longitud α , la retrodispersión puede ser ignorada y dominan entonces los efectos de difracción, enfocamiento e interferencia. Para esta región dispersiva, se puede aplicar la aproximación parabólica. Ella predice, tanto un ensanchamiento de la envolvente de la onda, la cual tiene originalmente una forma impulsiva, como un retraso del pico de

amplitud máxima respecto al inicio de la onda directa. Hacemos la suposición de que, en relación a la parte principal del sismograma, podemos caracterizar la aleatoriedad del medio por una función Gaussiana de autocorrelación. Dado que para una longitud de correlación α , un medio con una función Gaussiana de autocorrelación mostrará variaciones de la velocidad mucho mas suaves que digamos un medio con una función exponencial de autocorrelación, se enfatizan en forma adicional los efectos de las componentes de longitud de onda larga de la aleatoriedad. En el caso de la función Gaussiana de autocorrelación podemos obtener fácilmente una solución analítica para las envolventes de las ondas planas.

Bajo la condición inicial de que la envolvente está descrita en el hipocentro por la función delta en el tiempo, el cambio temporal en la densidad espectral de poder, a la frecuencia f_c , para el tiempo t mayor que el tiempo de inicio t_0 , puede ser representado por (Hong e Ishimaru, 1976; Sreenivasiah et al., 1976; Ishimaru, 1978, p. 322; artículo I):

$$G(R, t; f_c) = \left\{ \frac{\pi}{4t_M} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) e^{-[(2n+1)\pi/4]^2 (t-t_0)/t_M} \right\} e^{-bt} \quad (1)$$

Aquí R denota la distancia hipocentral y V_0 es la velocidad media de la onda S. El término de atenuación $\exp(-bt)$, con coeficiente $b = 2\pi f_c Q_s^{-1}$ fue introducido empíricamente en el artículo I, en el que la dependencia con la frecuencia $Q_s^{-1} = 0.014 f_c^{-1}$ ($b = 0.088 s^{-1}$) fue adoptada. Aquí sin embargo no hacemos ninguna suposición a priori, ni de la magnitud, ni de la dependencia con la frecuencia de esa cantidad. Puesto que, en un sentido poco estricto, el coeficiente de absorción b debe contabilizar todos los efectos que no están modelados por la aproximación parabólica, su determinación es crítica para la comprensión del proceso de atenuación y la generación de envolventes de sismogramas.

El tiempo característico t_M corresponde aproximadamente a 3/2 del tiempo de levantamiento de la envolvente de la onda, y está controlado por la intensidad de dispersión Φ y por el parámetro de difracción Λ :

$$t_M = \frac{3}{\pi} \cdot \frac{1}{2f_c} \cdot \Lambda \Phi^2 = \frac{\sqrt{\pi} \epsilon_V^2}{2 \alpha V_0} R^2 \quad (2)$$

$$\Phi^2 = \sqrt{\pi} \epsilon_V^2 (\alpha k_c)^2 \left(\frac{R}{\alpha} \right) \quad (3)$$

$$\Lambda = \frac{1}{6} \left(\frac{R}{\alpha} \right) \left(\frac{1}{\alpha k_c} \right) \quad (4)$$

Φ^2 representa la variación MS cuadrada en fase de una señal, en el régimen de fluctuaciones débiles. Λ está definida como el promedio MS de la razón del radio de la primera zona de Fresnel, a la distancia hipocentral sobre la distancia de viaje. La independencia de la frecuencia de t_M es una consecuencia directa de la función de autocorrelación Gaussiana. Para que se aplique la aproximación parabólica, debe ser satisfecha la condición $\alpha k_c \gg 1$. Además, para observar un retraso en el tiempo de las amplitudes

máximas de la envolvente, deben ser cumplidas las condiciones para el régimen de dispersión saturada (Flatte et al., 1979): $\Phi^2 > 1$ para $\Lambda > 1$, o $\Lambda\Phi^2 > 1$ para $\Lambda < 1$

3.3 INVERSION DE ENVOLVENTES DE SISMOGRAMAS

En un primer intento de utilizar el contenido de información de las envolventes de ondas sísmicas, basándose en la aproximación parabólica, el artículo I estimó las fluctuaciones MS de velocidad ev^2/α , a partir de los tiempos de retraso de las amplitudes de pico y de las amplitudes semi-máximas, con respecto a los tiempos de inicio, para las bandas de 2 a 32 Hz. Se leyeron visualmente dos parámetros de los trazos RMS, para cada componente NS del sismograma filtrado con pasabanda, después de suavizar las trazas con el doble del período central del filtro. El factor de atenuación b se mantuvo fijo en 0.088 s^{-1} , de acuerdo con un resultado anterior (Sato, 1984). Los tiempos estimados de retraso muestran una gran cantidad de dispersión (Figura 4; artículo I), la cual fue atribuida principalmente a incertidumbres en la estimación. Puesto que cada tiempo de retraso medido resulta en una sola estimación de ev^2/α , el problema de inversión correspondiente fue solamente determinado para pares, y por lo tanto muy susceptible al ruido. Para superar esas limitaciones, en el presente análisis estamos usando información de la forma de onda completa, lo que hace al problema altamente sobredeterminado y permite el uso de técnicas de inversión robustas y bien establecidas.

Debido a que la dependencia de la forma de la envolvente sobre los parámetros del modelo m y b es no-lineal (ecuaciones (1) y (2)), hemos adoptado el método de Marquardt-Levenberg para modelar las envolventes de onda observadas (Marquardt, 1963). Esta técnica, para la cual existen paquetes estándar de software, se ha transformado en un estándar *de facto* para la solución de problemas de inversión no-lineal (Press et al., 1987). El método está basado en una minimización de una función de mérito chi-cuadrada (χ^2), la cual mide las diferencias entre los datos observados y_i y $y(x_i; a)$, que son los datos predichos por el vector modelo a :

$$\chi^2(a) \equiv \sum_{i=1}^N \left[\frac{y_i - y(x_i; a)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (5)$$

El factor de normalización σ_i denota la desviación estándar del error de estimación. La minimización procede iterativamente sobre la base de la información acerca de la forma de la función de mérito χ^2 , obtenida del gradiente y de la matriz de Hessian, para el vector modelo inicial dado.

Se debe tener especial cuidado respecto a las incertidumbres de los parámetros del modelo. En el caso de errores de medida normalmente distribuidos, la minimización de χ^2 provee una estimación de máxima verosimilitud de los parámetros del modelo (Press et al., 1987). En este caso, la región de confianza para un nivel dado de confianza, puede ser estimada a partir de la matriz de covariancia y del vector parámetro del modelo. Sin embargo, dado que esta condición no se satisface

necesariamente en el presente análisis, estas estimaciones podrían carecer de sentido. Por lo tanto hemos elegido el uso de simulaciones de Monte Carlo de envolventes de ondas sintéticas, en presencia de distintos tipos variables de ruido, para obtener alguna comprensión de las incertidumbres involucradas en nuestro proceso de modelación. Los detalles del experimento numérico se describen más adelante

3.3.1 PRE-PROCESAMIENTO DE LOS DATOS

El conjunto de datos analizados consiste de 119 sismogramas de onda SH, de temblores en el rango de magnitudes entre 2 y 5, que fueron registrados en la estación Ashio, en el SE de Honshu (Figura 1). La mayor parte de los datos fueron usados en el artículo I, y también analizamos temblores con distancias hipocentrales mayores que 300 km. Todos estos eventos muestran profundidades de la fuente mayores que 200 km y se originan dentro de la placa Pacífica subducente. Las distancias hipocentrales cubren un rango entre 70 y 640 km, mientras que las profundidades de la fuente alcanzan hasta 400 km. Las señales fueron originalmente registradas en una cinta magnética analógica y subsecuentemente digitalizadas con un rango dinámico de 12 bits, a una razón de muestreo de 100 Hz.

Para cada uno de los eventos, la traza de la componente de velocidad SH fue calculada usando el ángulo de azimut determinado a partir de la localización rutinaria de hipocentros de la red de observación de micro-temblores NRCDP (Hamada et al., 1985). La inversión de envolventes fue realizada en las bandas de frecuencia de 2, 4, 8, y 16 Hz. Para cada una de estas cuatro bandas de frecuencia, la traza digitalizada fue filtrada con pasabanda, utilizando un filtro de Butterworth de dos polos y una octava de anchura. La traza filtrada cuadrada fue subsecuentemente suavizada con una longitud de suavización de dos veces el período del filtro central. Un modelo inicial para la inversión fue creado individualmente para cada evento y cada banda de frecuencias usando un procedimiento de ajuste interactivo sobre las trazas MS de las señales filtradas y suavizadas (Figura 2). Una vez que el tiempo de inicio y el tiempo de la máxima amplitud de la envolvente MS han sido seleccionados visualmente, el valor inicial del coeficiente de atenuación b fue calculado a partir de las diferencias medias cuadradas entre los datos y la traza del modelo no-atenuado, dentro de la ventana de análisis seleccionada (Figura 2). La ventana de análisis fue extendida mas allá del pico de amplitud máxima, por un máximo de la mitad del tiempo de viaje de la onda S directa calculado a partir de la distancia hipocentral y suponiendo una velocidad de onda S de 4 km/s.

3.3.2 ESTIMACIONES DE t_m Y b

Para minimizar las tendencias en la estimación de los parámetros del modelo, que pueden introducirse por el pre-procesamiento de los datos, llevamos a cabo el proceso real de inversión en tres etapas. Cada

una de las etapas difiere ligeramente en los parámetros iniciales del modelo y en el número de parámetros del modelo que se mantuvieron fijos (Tabla 1). El número máximo de parámetros del modelo, que definen la envolvente basándose en la aproximación parabólica, puede ser reducido a cuatro. Estos son, el tiempo característico t_M , el coeficiente de atenuación b , el tiempo de inicio t_0 , medido a partir de la lectura del inicio de la onda S, y un factor multiplicativo de ganancia (*gain*).

En la primera etapa (Tabla 1, etapa I), se tomaron los parámetros iniciales del modelo, obtenidos del pre-procesamiento de los datos descrito anteriormente, y se procedió a la inversión de los cuatro parámetros. Subsecuentemente, se calcularon los valores promedio de b , $\langle b' \rangle$ para cada una de las bandas de frecuencia y se usaron como valores fijos para la segunda etapa de inversión (Tabla 1, etapa II). Para probar la estabilidad de estas soluciones utilizamos los parámetros del modelo resultantes (incluidos los valores fijos b), como valores iniciales de la etapa final, en la cual nuevamente los cuatro parámetros del modelo fueron sujetos a inversión (Tabla 1, etapa III).

Las Figuras 3-5 muestran ejemplos de todas las etapas de inversión para eventos de diferentes profundidades focales y diferentes distancias hipocentrales. La línea continua delgada corresponde a la etapa I, mientras que la línea gruesa discontinua y la línea gruesa continua corresponden a los modelos de las etapas II y III respectivamente. Las diferencias entre los tres modelos de envolventes fueron más pronunciadas para las envolventes muy delgadas y para las envolventes muy anchas. Para el segundo caso, encontramos que, para la selección del primer modelo inicial, se nos presentó una tendencia hacia modelos con t_M mucho más cortas que la solución final. Atribuimos este hecho a la ocurrencia de fuertes fases tardías consistentes, de origen desconocido, que ignoramos visualmente durante el pre-procesamiento. Tales fases pueden ser vistas en la Figura 4, aproximadamente 15-20 seg después del inicio S en la banda de frecuencias de 2 Hz. En esos casos también encontramos corrimientos considerables en la solución para los tiempos de inicio (> 1 seg). El tamaño del corrimiento del tiempo de inicio t_0 fue escogido como un criterio para la calidad del ajuste, y que tan apropiado es nuestro modelo de envolvente para tal evento particular. Si t_0 excedía ± 1 seg. se descartaba la señal correspondiente.

La Figura 5 muestra el ejemplo de un evento proveniente del interior de la placa Pacífica subducente (profundidad = 338 km). A pesar de una distancia hipocentral de 477 km, la forma de onda no muestra el ensanchamiento y el retraso de la amplitud pico esperados. Esto puede ser causado por una trayectoria de propagación principalmente situada dentro de la placa, en contraste con los eventos más superficiales. Esta característica resulta típica para todos los eventos con profundidades hipocentrales mayores de 200 km (Figura 1), cuyos tiempos característicos estimados t_M , están consistentemente por debajo de los 10 seg.

En adición a los eventos que fueron descartados del análisis bajo la base del tamaño de t_0 , no consideramos eventos con profundidades focales mayores que 200 km y distancias hipocentrales mayores que 300 km. El mapa de los eventos que fueron excluidos del análisis sobre las bases de estas consideraciones se muestra en la Figura 6. Puede verse,

comparando con la Figura 1, que la mayoría de los eventos provenientes de abajo de la parte oriental de la península de Boso caen en esta categoría. Pensamos que estos eventos, así como aquellos más profundos, merecen un análisis más detallado de sus formas de onda, el cual sin embargo está fuera de los objetivos de este capítulo.

3.3.3 RAZON DE LA FLUCTUACION MS FRACCIONAL DE LA VELOCIDAD A LA LONGITUD DE CORRELACION ϵ_v^2/α

La aproximación parabólica predice que el ensanchamiento de la envolvente de la onda sísmica en un medio aleatoriamente inhomogéneo aumenta conforme crece la distancia hipocentral y conforme se incrementan las fluctuaciones fraccionales de la velocidad. En la ecuación (2) esperaríamos que los tiempos característicos t_M mostraran una dependencia del cuadrado de la distancia hipocentral. Para el conjunto de datos presente, las pendientes de las distribuciones reales varían entre $R^{1.63 \pm .38}$ y $R^{1.94 \pm .34}$, y por lo tanto están dentro de una desviación estándar de los valores esperados (Figura 7).

Suponiendo $V_0 = 4$ km/s, evaluamos la razón de la fluctuación fraccional MS de la velocidad a la longitud de correlación, para cada banda de frecuencias de la ecuación (2). No encontramos ninguna dependencia significativa con la frecuencia, lo que está de acuerdo con el resultado del análisis preliminar del artículo I. El valor promedio de ϵ_v^2/α se estimó en $10^{-3.27 \pm 0.32}$ km⁻¹ (Figura 8). Aunque el valor medio en la potencia es algo menor que el resultado previo de -2.98 (Ec. (48) del capítulo 2), encontramos que la desviación estándar es idéntica.

Puesto que el modelo que estamos utilizando requiere que la dispersión tenga lugar dentro de un régimen dispersivo saturado, debemos comprobar la consistencia de nuestros resultados dentro del marco de nuestras suposiciones, tal como se presentan en la Figura 10 del artículo I. Para satisfacer la suposición básica de la aproximación parabólica, $\alpha k_c > 10 \gg 1$, para una frecuencia mínima de 2 Hz ($k_c = \pi$ km⁻¹), $\alpha > 3.2$ km. Con $\epsilon_v^2/\alpha = 10^{-3.27 \pm 0.32}$ km⁻¹, la condición $\Phi^2 = 1$ para $\Lambda > 1$, nos da $R_{min} = 10.5$ km. Cuando $\Lambda < 1$, la dispersión tiene lugar dentro de un régimen saturado si $\Lambda \Phi^2 > 1$ (Flatte et al., 1979). La condición $\Lambda \Phi^2 = 1$ nos da una restricción mas fuerte:

$$\log(R_{min}) = -\frac{1}{2} \cdot \left[\log\left(\frac{\epsilon_v^2}{\alpha}\right) + \log\left(\frac{\pi^{3/2}}{6}\right) \right] = 1.65 \pm 0.16 \quad (6)$$

De aquí R_{min} varía de 31 a 65 km. Puesto que todas las distancias hipocentrales en este análisis son mayores que R_{min} , concluimos que la condición para el régimen saturado de dispersión es válida para nuestro conjunto de datos.

3.3.4 COEFICIENTE DE ATENUACION b

La mayor ventaja de la inversión de la envolvente de la onda completa, comparada con el análisis de los arribos de la amplitud de pico y de la amplitud semi-máxima de las envolventes, es que, además de la evaluación de las fluctuaciones de la velocidad, se puede estimar de hecho el coeficiente de atenuación b . Se espera que este contenga información tanto de la atenuación intrínseca como de la atenuación dispersiva, debido a la dispersión de gran ángulo, la cual no es modelada por la aproximación parabólica.

Para las etapas de inversión I y III (Ref. Tabla 1), los valores promedios de b para el conjunto completo de datos y todas las bandas de frecuencia, se dan en la Tabla 2. Para la etapa de inversión II, estos valores se mantuvieron fijos en los valores medios obtenidos en la etapa I. Los coeficientes de atenuación para todas las bandas de frecuencia obtenidos de la etapa I de inversión, coinciden sorprendentemente bien con el resultado de un estudio anterior de atenuación en la misma región ($b = 0.088 \text{ s}^{-1}$, o $Q_s^{-1} = 0.014 f_c^{-1}$; Sato, 1984). La desviación estándar para los valores b de la etapa I y aquella para los de la etapa III es muy grande (Ref. Tabla 2). Sin embargo, como se muestra en la Figura 9, la dispersión se reduce fuertemente conforme se incrementan los tiempos característicos t_M ($t_M > 2s$).

3.4 SIMULACION NUMERICA DE LAS ENVOLVENTES DE LOS SISMOGRAMAS

La fuerte dependencia de la dispersión en los coeficientes de atenuación b con los tiempos característicos t_M , hace pensar en un compromiso de los parámetros del modelo. Sin embargo, de la inspección de las matrices individuales de covariancia, únicamente encontramos un compromiso consistente entre t_M y el factor de ganancia. Esto puede ser anticipado también de la inspección de la ecuación 1. Cualquier cambio en t_M cambiará fuertemente la amplitud total de la envolvente modelo, debido a la dependencia exponencial sobre t_M . Sin embargo, como podemos ver de la Figura 9, la relación entre b y t_M no es de una correlación simple. Para investigar este problema en mayor detalle, llevamos a cabo una simulación de Monte Carlo de envolventes de ondas sintéticas con inversiones subsecuentes para los parámetros del modelo correspondientes.

3.4.1 RUIDO GAUSSIANO FILTRADO CON PASABANDA

Para simular el proceso de inversión en presencia de ruido, utilizamos ruido Gaussiano filtrado con pasabanda con una desviación estándar de 0.5 superimpuesta a una envolvente modelo con t_M de 1 s, b de 0.1 s^{-1} y una amplitud de 1. Se escogieron las frecuencias de corte de los filtros pasabanda de 0.05 y 0.5 Hz respectivamente, para ajustarse a la apariencia visual de las envolventes observadas. En la Figura 10 se muestran ejemplos de 4 realizaciones, junto con la

distribución de los valores invertidos de t_m y b . Las elipses corresponden a las elipses de confianza calculadas para un 99 % de confianza. Las Figuras 11a-c muestran los resultados de la simulación para t_m de 1, 5 y 10 s respectivamente. Para t_m de 1 s, la dispersión en los valores resultantes de b se incrementó considerablemente en relación al caso de ruido blanco Gaussiano. Es mas, las elipses de confianza calculadas a partir de las matrices de covariancia de la solución, no representan la distribución real de las soluciones, como se esperaría de las consideraciones teóricas (Press, et al., 1987, p. 553).

Al incrementar t_m a 5 s (Figura 11b), se produce una fuerte caída en la dispersión de b . Esta tendencia continúa cuando t_m se incrementa aún mas, hasta 10 s (Figura 11c). Sin embargo, la dispersión en los valores de t_m se incrementa correspondientemente a una mejoría en la precisión en la estimación de b . Esta tendencia se ajusta a los resultados de la inversión de envolventes de onda observadas (Ref. Figura 9), sugiriendo que es una característica inherente de la inversión.

3.5 DISCUSION Y CONCLUSIONES

Para la mayoría de los eventos, encontramos buenas correlaciones entre los tiempos característicos t_m y las distancias hipocentrales, como se predijo en el artículo I, con dos excepciones: a) Los eventos con distancias hipocentrales mayores a 350 km desde la estación Ashio, y con profundidades focales mayores que 200 km, muestran un valor casi constante y pequeño de t_m ; b) Algunos eventos muestran consistentemente fuertes distorsiones en la envolvente debido a la ocurrencia de fuertes y claras fases tardías que no han sido identificadas. La mayoría de los eventos de la parte Este de la península de Boso caen en esta categoría. La fluctuación fraccional MS de la velocidad fue estimada en $10^{-3.27 \pm 0.32}$ veces la longitud de correlación en km, un poquito mas pequeña que aquella del artículo I, dado que los eventos extremadamente anchos de la península de Boso fueron excluidos.

Hay poca diferencia en el valor estimado de σ_v^2/α para diferentes frecuencias. Esto confirma que la elección de la función de autocorrelación Gaussiana es apropiada para caracterizar las componentes de longitud de onda grande de las fluctuaciones aleatorias de la velocidad, en esta región volumétrica. Necesitamos examinar si tal independencia de la frecuencia es universal o si la dependencia de la frecuencia tiene algún carácter regional. Si así ocurre en alguna región, debemos reexaminar el ensanchamiento de la envolvente para diferentes estructuras espectrales de aleatoriedad, como se discute en el apéndice del artículo I.

Uno de los objetivos originales de este estudio era obtener mejores estimaciones de los parámetros del modelo para la razón de la fluctuación fraccional MS de la velocidad a la longitud de correlación σ_v^2/α , dentro de la región del sureste de Honshu. Originalmente supusimos que la dispersión de la distribución obtenida en el artículo I estaba controlada principalmente por incertidumbres en la medida de las amplitudes de pico y

semi-máxima de la envolvente. Sin embargo, la dispersión para los valores de $\epsilon v^2/\alpha$ no pudo ser reducida con la aplicación de inversión de la envolvente de onda completa, aún cuando el problema estaba altamente sobredeterminado en el presente análisis (Figura 8). De las simulaciones numéricas del problema de inversión para el caso de ruido Gaussiano filtrado con pasabanda, encontramos incertidumbres similares en t_M . El compromiso de los parámetros del modelo entre el tiempo característico de la envolvente t_M y el coeficiente de atenuación b no es el de una relación lineal simple. Sin embargo, encontramos que depende del tamaño de t_M . Conforme t_M decrece, la forma de la envolvente teórica está mas fuertemente controlada por t_M , que por el factor de atenuación b . No obstante, el tamaño de la dispersión en t_M para eventos con distancias hipocentrales menores que unos 150 km ($t_M < 2.5$ seg), parece disminuir sólo marginalmente o nada (ej. Figura 8, 4 Hz). Parte de esto puede ser debido al hecho de que la suposición de que un paquete de ondas de una fuente impulsiva (comparado con la envolvente total) puede fallar para los eventos grandes en nuestro conjunto de datos. Conforme t_M se incrementa, la forma de la envolvente es mas sensible a cambios en el coeficiente de atenuación b , que a cambios en t_M . La estimación de b se hace mas estable conforme t_M crece. Si descartamos los eventos con t_M menor que 2.5 seg para la estimación del coeficiente de atenuación, obtenemos los valores dados en la Tabla 3. La desviación estándar de los valores definitivos estimados de b es ahora del orden del 50 %.

En la Figura 12 graficamos las correspondientes Q_s^{-1} contra la frecuencia. Estas gráficas muestran un ligero decremento de la dependencia con la frecuencia de Q_s^{-1} , para las bandas de frecuencia de 8 y 16 Hz. Aunque esto no puede ser firmemente establecido con el presente conjunto de datos, deseamos mencionar que está de acuerdo con los resultados de un análisis detallado de atenuación en el área de Kanto, usando temblores registrados en perforaciones profundas (Kinoshita, 1989; comunicación personal). La distribución general coincide muy bien con la línea en la Figura 12 $Q_s^{-1} = 0.014f_c^{-1}$ de Sato (1984), la cual es observacionalmente representante de Kanto, Japón, y está derivada teóricamente del estudio de la pérdida dispersiva y excitación de coda debida a las componentes de longitud de onda corta de las fluctuaciones aleatorias con $\epsilon v^2 = 10^{-2}$ y $\alpha = 2$ km. Esto no niega la posibilidad de pérdidas intrínsecas como mecanismo de atenuación, pero la buena concordancia de Q_s^{-1} obtenida de la inversión de envolvente completa, con los resultados completamente independientes obtenidos por Sato (1984), pueden sugerir que la atenuación es debida a pérdida dispersiva de ángulo grande. El efecto de las fluctuaciones de velocidad de longitud de onda corta se ve principalmente en la atenuación del campo de ondas directo debido a la dispersión de ángulo grande, la cual es descrita en nuestro modelo por el coeficiente de absorción b , mientras que el efecto de las componentes de las fluctuaciones de velocidad de longitud de onda grande explica el ensanchamiento de la envolvente y el retraso del arribo de los picos medido por el parámetro del modelo t_M . Notemos que ésto no ha sido matemáticamente probado aún, y es únicamente una interpretación.

Las fluctuaciones de la velocidad tienen un espectro muy ancho para el medio terrestre real. Sin embargo, en este artículo formulamos que el ensanchamiento de la envolvente es debido únicamente a las componentes de longitud de onda grande de las fluctuaciones aleatorias de la velocidad, y que las contribuciones de las componentes de longitud de onda corta al

ensanchamiento de la envolvente han sido completamente ignoradas. Esto nos deja hipotetizar un modelo compuesto, para el cual, las componentes de longitud de onda larga de las fluctuaciones de la velocidad pueden ser modeladas por una función Gaussiana de autocorrelación, por ejemplo con $\epsilon v^2 = 10^{-2}$ y $\alpha = 10$ km, mientras que las componentes de longitud de onda corta pueden ser representadas por la función de autocorrelación exponencial con $\epsilon v^2 = 10^{-2}$ y $\alpha = 2$ km: la potencia está concentrada en las longitudes de onda grandes y es muy pequeña en las longitudes de onda corta para la función Gaussiana de autocorrelación, mientras que la potencia está mas ampliamente distribuida para las longitudes de onda corta con la función exponencial de autocorrelación. Por supuesto podemos suponer una forma funcional mas general para la aleatoriedad. La intensidad de la dispersión de ángulo grande es proporcional al espectro de poder de la aleatoriedad para el número de onda intercambiado (ver Sato 1984). Por lo tanto, la pérdida dispersiva de ángulo grande para el caso Gaussiano es muy pequeña en las altas frecuencias si se le compara con aquella de la exponencial. Pero la contribución de la dispersión de ángulo grande al ensanchamiento de la envolvente debida a las componentes de longitud de onda corta de la función de autocorrelación exponencial, es aún desconocida. Será necesario que formulemos un modelo de la formación de la envolvente que adopte la dispersión de ángulo grande y la difracción fuerte para una función de autocorrelación mas general, sobre la base de la ecuación de onda elástica. Esto puede resolver la discrepancia entre las razones $\epsilon v^2/\alpha$ evaluadas con dos métodos diferentes. Adoptando dispersión de ángulo grande, Gusev y Abubakirov (1987) y Hoshiba (1990) simularon recientemente la envolvente usando métodos de Monte Carlo. Sin embargo, en contraste con nuestro enfoque, sus modelos no se basaron en la ecuación de onda e ignoraron efectos de difracción y de interferencias coherentes.

Existen otras posibles explicaciones adicionales y potenciales para el ensanchamiento de la envolvente: conversiones de onda S en Rayleigh, o modos mas altos cerca de la superficie libre; propagación anisotrópica que podría romper la simetría de la propagación de SH puras y producir ondas SV. Notemos que estas posibilidades no han sido estudiadas en este capítulo.

La inversión de las envolventes de onda basada en la aproximación parabólica ofrece un nuevo modo de estimar las propiedades de aleatoriedad y atenuación del medio de propagación, a partir de señales de temblores registrados a distancias intermedias. La mínima distancia hipocentral que debe ser satisfecha para poder operar dentro de las fronteras del régimen saturado de dispersión, depende del contenido de frecuencia de la señal sísmica y del tamaño de la fluctuación fraccional de la velocidad. En el caso de nuestro estudio, R_{min} fue estimada en un promedio de 45 km (de 31 a 65 km), entonces, todos nuestros datos satisfacen este requerimiento. Sin embargo, los resultados de nuestro análisis sugieren que para obtener una estimación estable de la atenuación, el tiempo característico t_m debe alcanzar un valor mínimo de aproximadamente 2-3 seg, que corresponde a una distancia hipocentral mínima empírica de aproximadamente 150 km.

Como se mencionó antes, todos los eventos que requirieron un corrimiento en los tiempos de inicio de mas de 1 s para alcanzar convergencia durante la inversión, fueron descartados de la interpretación. La observación de que la mayoría de los eventos

provenientes de abajo de la parte este de la península de Boso caen dentro de esta categoría, plantea la pregunta de la influencia de los efectos de la trayectoria específica. En una siguiente etapa, el método presente se aplicará a un grupo completo de estaciones para obtener una mejor comprensión de los límites de nuestro enfoque, y también de los efectos de las condiciones locales del sitio. Sentimos que actualmente estos eventos no han sido modelados adecuadamente. Sin embargo, los resultados de los experimentos numéricos prestan un apoyo adicional al uso de t_0 como un criterio *ad hoc* para reconocer esos eventos, puesto que para todas las simulaciones, t_0 se mantuvo debajo de ± 1 s. En el presente análisis únicamente se ha usado la forma de la envolvente para la interpretación y el factor de ganancia se ha ignorado. Sin embargo, para utilizar esta información la influencia de la fuente sobre la formación de la envolvente debe ser incluida en el modelo de la envolvente. Esto se intentará en un estudio futuro.

3.6 REFERENCIAS

- Flatte, S. M., R. Dashen, W. H. Munk, K. M. Watson, and F. Zachariassen, Sound Transmission Through a Fluctuating Ocean, *Cambridge Univ. Press, New York*, 1-299, 1979.
- Gusev, A. A. and I. R. Abubakirov, Monte-Carlo simulation of record envelope of a near earthquake, *Phys. Earth Planet Inter.*, 49, 30-36, 1987.
- Hamada, K., M. Ohtake, Y. Okada, S. Matsumura, and H. Sato, A high quality digital network for micro earthquake and ground tilt observation in the Kanto-Tokai area, Japan, *Earthquake Predict. Res.*, 3, 447-469, 1985.
- Herraz, M., and A. F. Espinosa, Coda Waves: A review, *Pure Appl. Geophys.*, 125, 499-577, 1987.
- Hong, S. T. and A. Ishimaru, Two frequency mutual coherence function, coherence, band-width, and coherence time of millimeter and optical waves in rain, fog, and turbulence, *Radio Sci.*, 11, 551-559, 1976.
- Hoshiba, M., Simulation of multiple scattered coda wave excitation adopting energy conservation law, submitted to *Phys. Earth Planet Inter.*, 1990.
- Ishida, M., and A. H. Hasemi, Three dimensional fine velocity structure and hypocentral distribution of earthquakes beneath the Kanto-Tokai district, Japan, *J. Geophys. Res.*, 93, 2076-2094, 1988.
- Ishimaru, A., Wave propagation and scattering in random media, Vol. 1 and 2, *Academic Press, New York*, pp. 1-572, 1978.
- Marquardt, D. W., An algorithm for least squares estimation of nonlinear parameters, *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, 11, 431-441, 1963.
- Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, Numerical Recipes in C, *Cambridge University Press*, 735 pp., 1987.
- Sato, H., Attenuation and envelope formation of three component seismograms of small local earthquakes in randomly inhomogeneous lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 89, 1221-1241, 1984.
- Sato, H., Broadening of seismogram envelopes in the random inhomogeneous lithosphere based on the parabolic approximation: South-eastern Honshu, Japan, *J. Geophys. Res.*, 94, 17735-17747, 1989.
- Sreenivasiah, I., A. Ishimaru, and T. S. Hong, Two frequency mutual coherence function and pulse propagation in a random medium: an analytic solution to the plane wave case, *Radio Science*, 11, 775, 1976.
- Tsujiura, M., Characteristic Seismograms, *Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. Tokyo, Sup. 5*, 1-212, 1988.
- Wu, R. S. and K. Aki, Seismic wave scattering in three-dimensionally heterogeneous earth, *Pure Appl. Geophys.*, 128, 1-6, 1988.

3.7 TABLAS

Tabla 1 Origen de los parámetros iniciales del modelo y parámetros resultantes del modelo usados en las tres diferentes etapas de inversión. < > indican el valor promedio.

Etapa	Modelo Inicial	Modelo Resultante
I	Del ajuste visual	$t'_M, b', gain', t'_0$
II	$t'_M, \langle b' \rangle, gain', t'_0$	$t''_M, \langle b' \rangle, gain'', t''_0$
III	$t''_M, \langle b' \rangle, gain'', t''_0$	$t'''_M, b''', gain''', t'''_0$

Tabla 2. Valores medios \pm desviaciones estándar del coeficiente de atenuación b para las etapas de inversión I y III respectivamente (Ref. Tabla 1). Durante la etapa II el valor de b se mantuvo fijo en los valores medios obtenidos en la etapa I.

Frec.	$b[s^{-1}]$ Etapa I	$b[s^{-1}]$ Etapa III
2Hz	0.085 ± 0.27	0.131 ± 0.14
4Hz	0.086 ± 0.23	0.144 ± 0.19
8Hz	0.074 ± 0.24	0.124 ± 0.20
16Hz	0.105 ± 0.22	0.105 ± 0.12

Tabla 3. Valores medios \pm desviaciones estándar de los valores b correspondientes a eventos con $t_M > 2.5$ seg, de la etapa III de la inversión. La segunda y la tercera columna muestran los valores Q_s^{-1} y Q_s correspondientes.

Frec.	$b[s^{-1}]$	Q_s^{-1}	Q_s
2Hz	0.084 ± 0.052	0.00667	150
4Hz	0.084 ± 0.041	0.00333	300
8Hz	0.072 ± 0.039	0.00144	696
16Hz	0.124 ± 0.077	0.00123	813

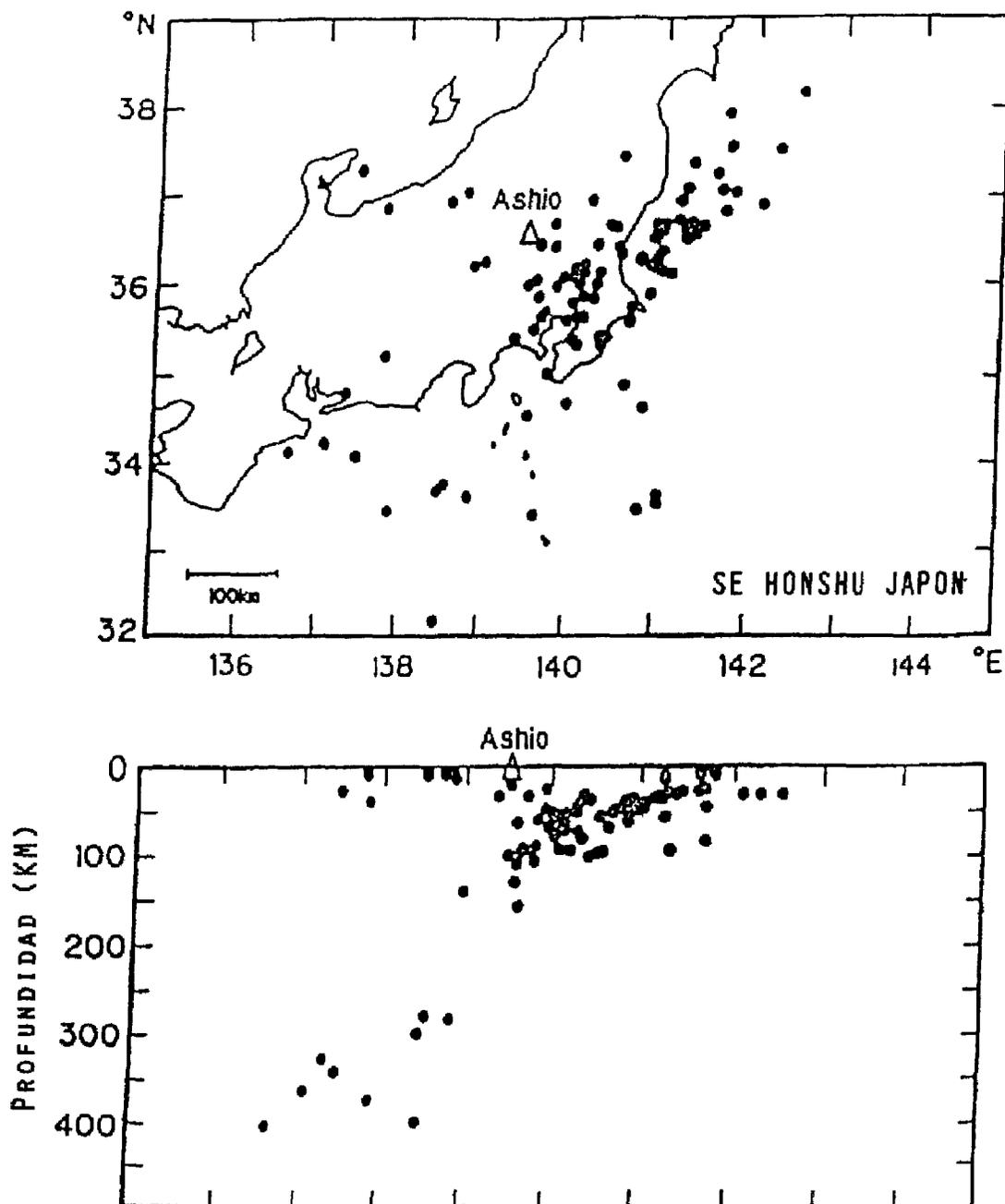
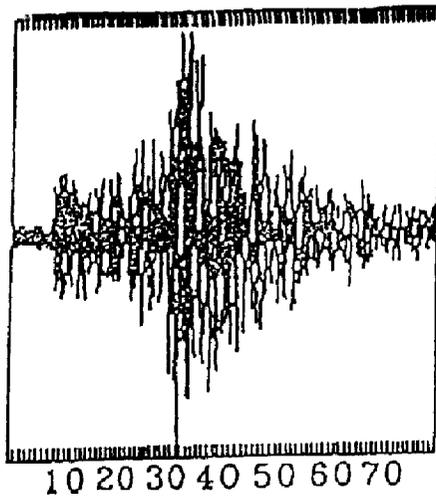


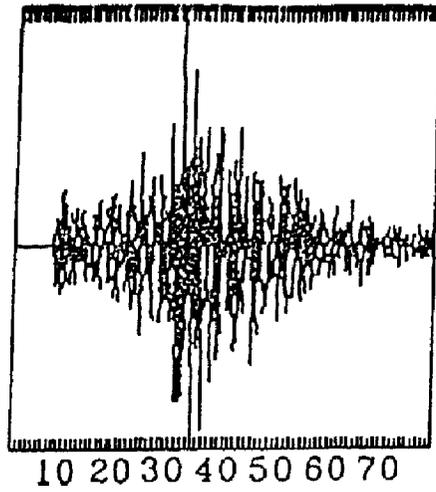
Figura 1. Distribución de epicentros (cuadro superior), y sección transversal EO de hipocentros (cuadro inferior) de todos los eventos utilizados en este estudio. La localización del sitio de registro Ashio (36.63°N , 139.46°E , altitud 755 m) se denota con un triángulo abierto.



a.

10 20 30 40 50 60 70

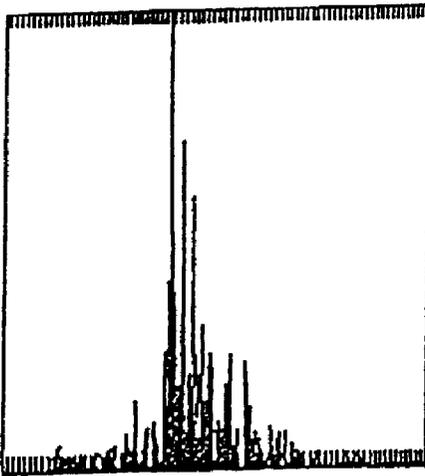
TIEMPO (SEG)



b.

10 20 30 40 50 60 70

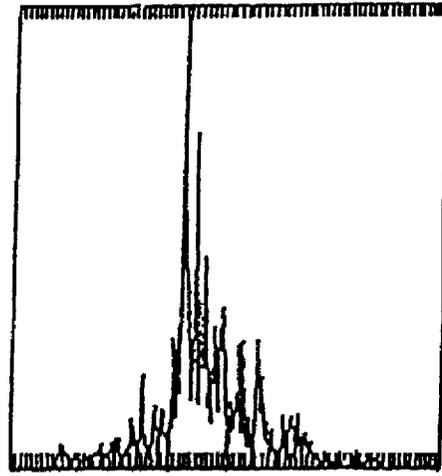
TIEMPO (SEG)



c.

10 20 30 40 50 60 70

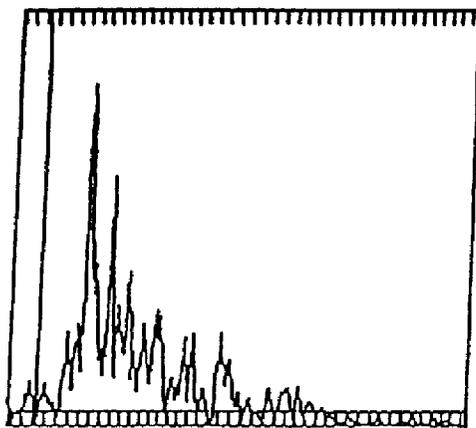
TIEMPO (SEG)



d.

10 20 30 40 50 60 70

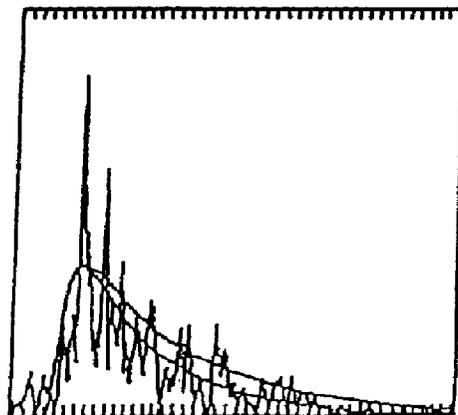
TIEMPO (SEG)



e.

30 40 50 60

TIEMPO (SEG)



f.

30 40 50 60

TIEMPO (SEG)

Figura 2. Estimación del modelo inicial para la inversión de la envolvente. El trazo original (a) es filtrado con pasabanda (b), y se calcula el trazo MS (c). Después del suavizado (d), el tiempo de inicio es seleccionado visualmente con un cursor de r tcula (e). Del pico seleccionado de la envolvente (f) se calculan modelos de envolvente sin atenuar y atenuados (curvas modelo superior e inferior, respectivamente, en (f)). Este procedimiento se repite hasta que se alcanza un ajuste visual satisfactorio.

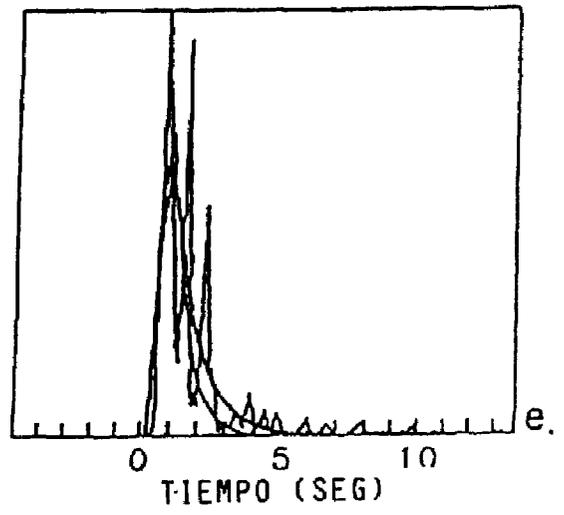
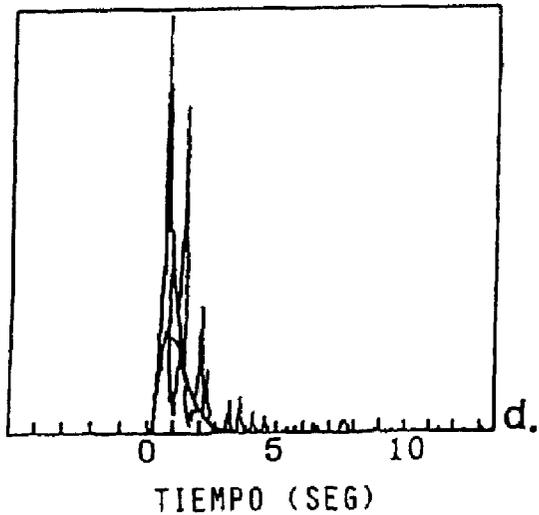
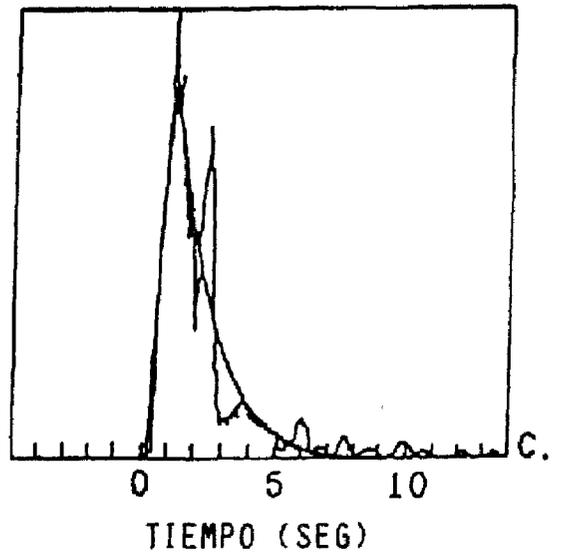
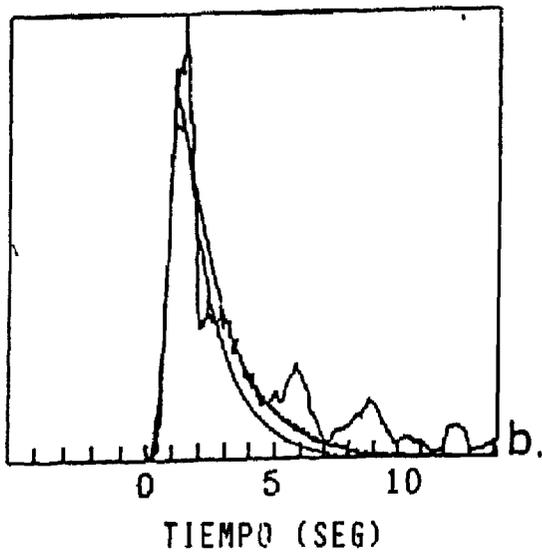
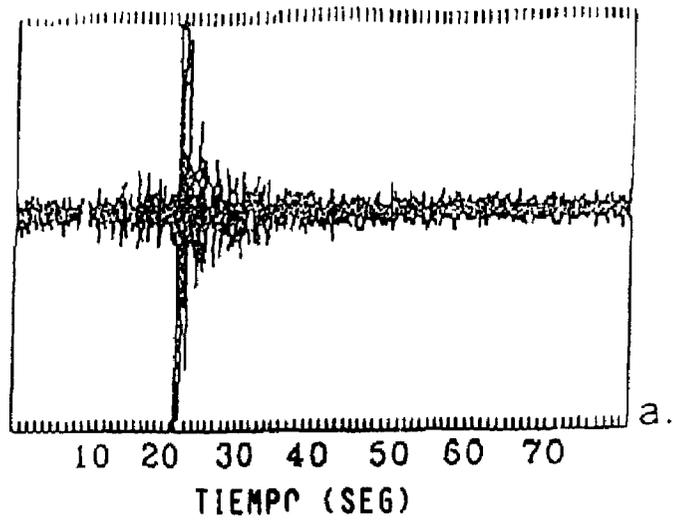


Figura 3. Componente SH del trazo de velocidad, envolventes suavizadas y filtradas con pasabanda y envolventes modelo para todos los pasos de inversión. Los parámetros del modelo y las frecuencias centrales se dan en la esquina superior derecha de cada cuadro. La línea sólida delgada corresponde a la etapa I, y la línea sólida gruesa y sólida discontinua corresponden respectivamente a las etapas II y III. La distancia hipocentral de la estación Ashio y la profundidad de la fuente para el evento mostrado son respectivamente 102 y 64 km. El tiempo cero en los cuadros inferiores corresponde al tiempo de inicio seleccionado.

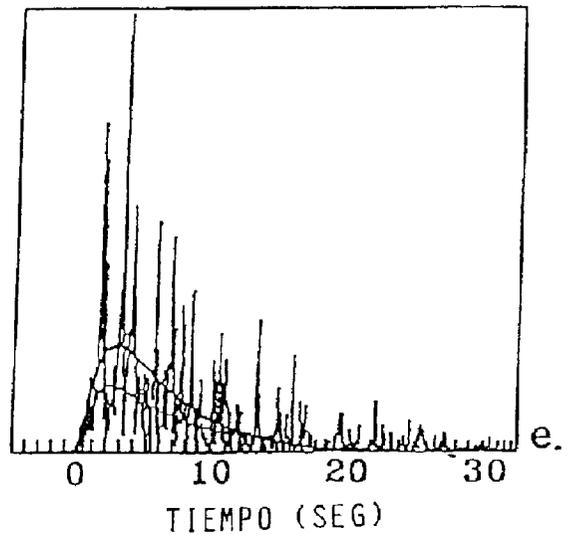
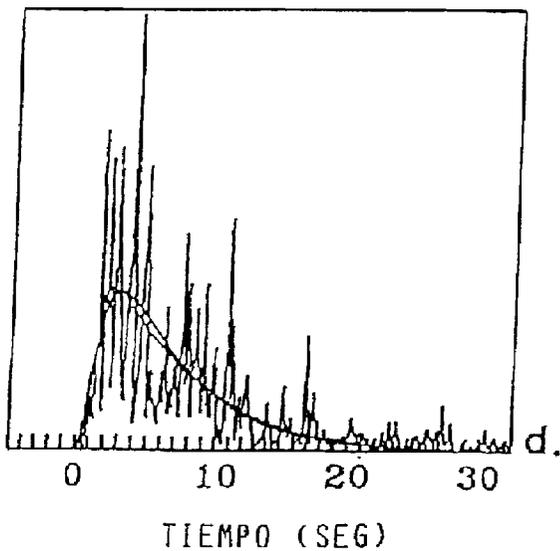
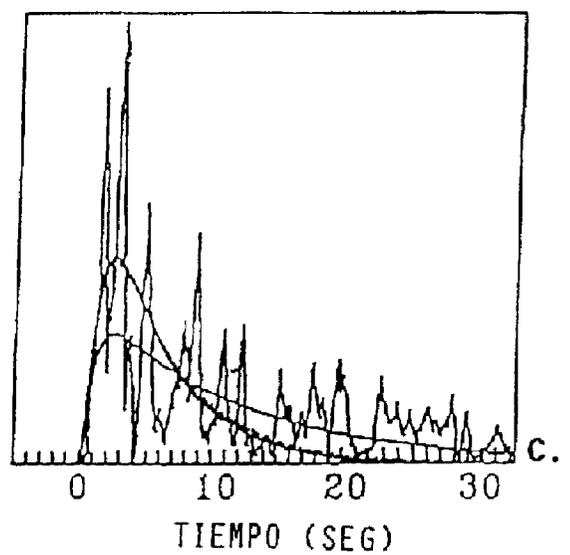
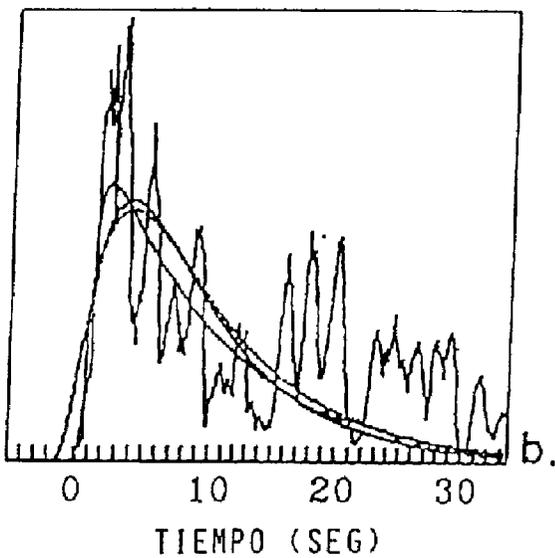
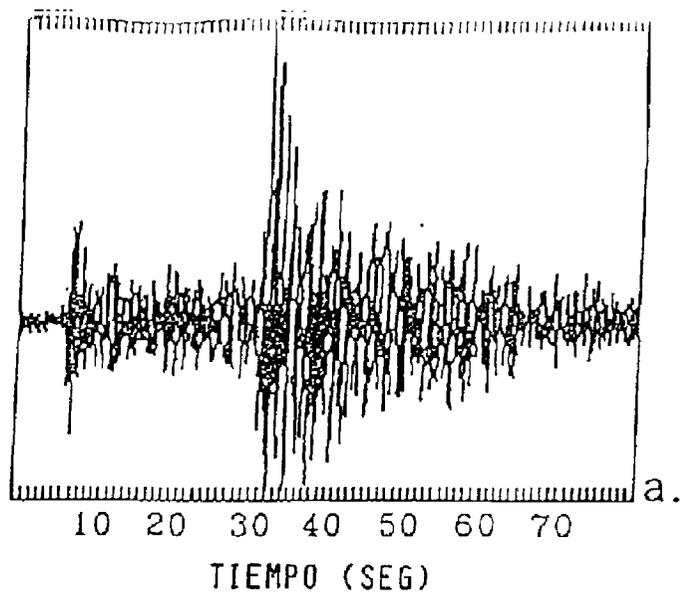


Figura 4. Componentes SH del trazo de velocidad, envolventes de onda suavizadas y filtradas con pasabanda y envolventes modelo para las tres etapas de inversión (Ref. Figura 3). La distancia hipocentral de la estación Ashio y la profundidad de la fuente para el evento mostrado son respectivamente 238 y 80 km.

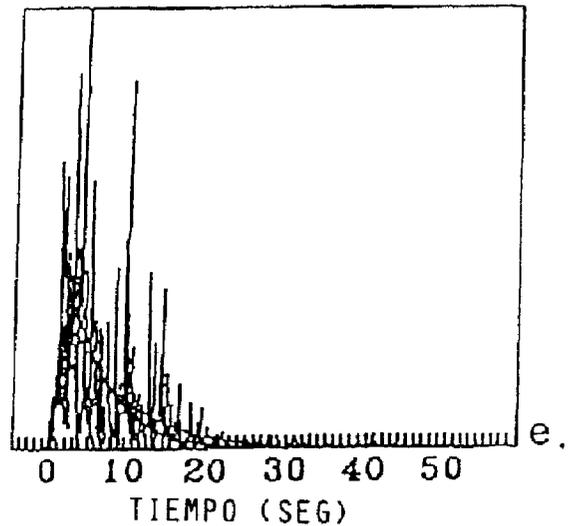
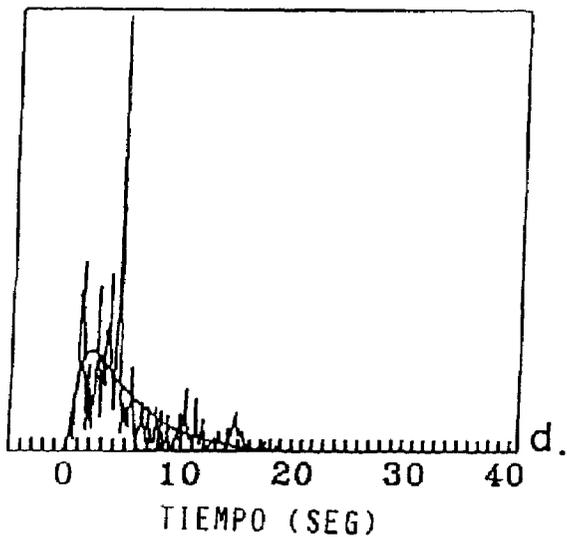
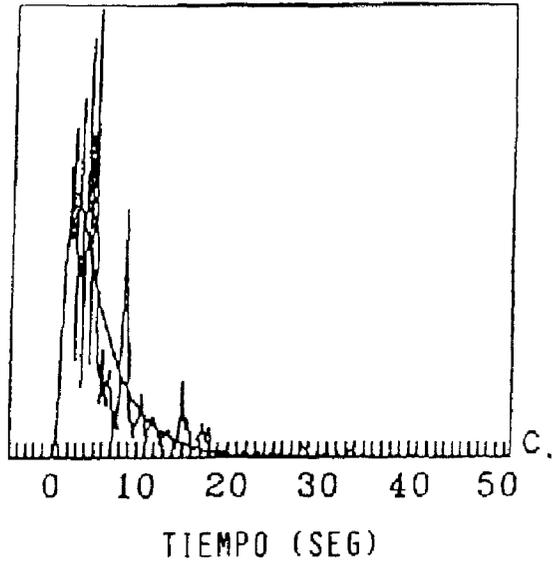
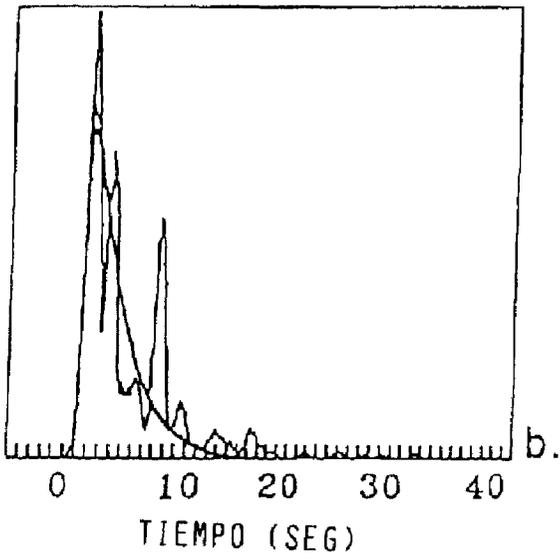
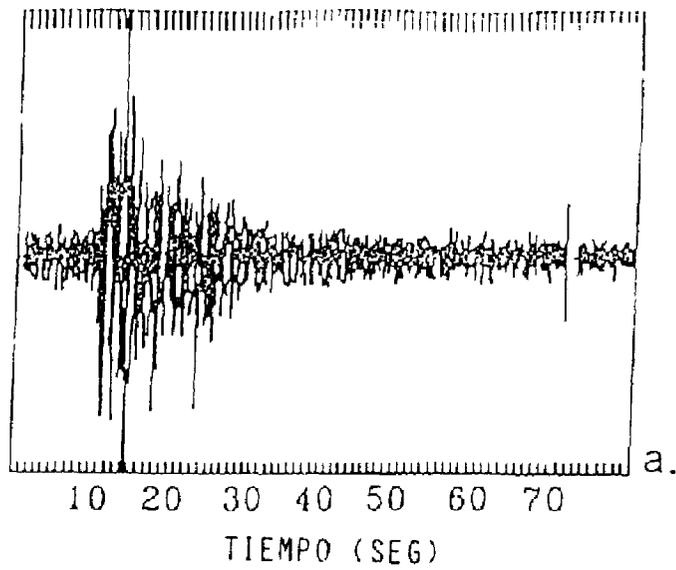


Figura 5. Componentes SH del trazo de velocidad, envolventes de onda suavizadas y filtradas con pasabanda y envolventes modelo para las tres etapas de inversión (Ref. Figura 3) La distancia hipocentral de la estación Ashio y la profundidad de la fuente para el evento mostrado son respectivamente 477 y 338 km.

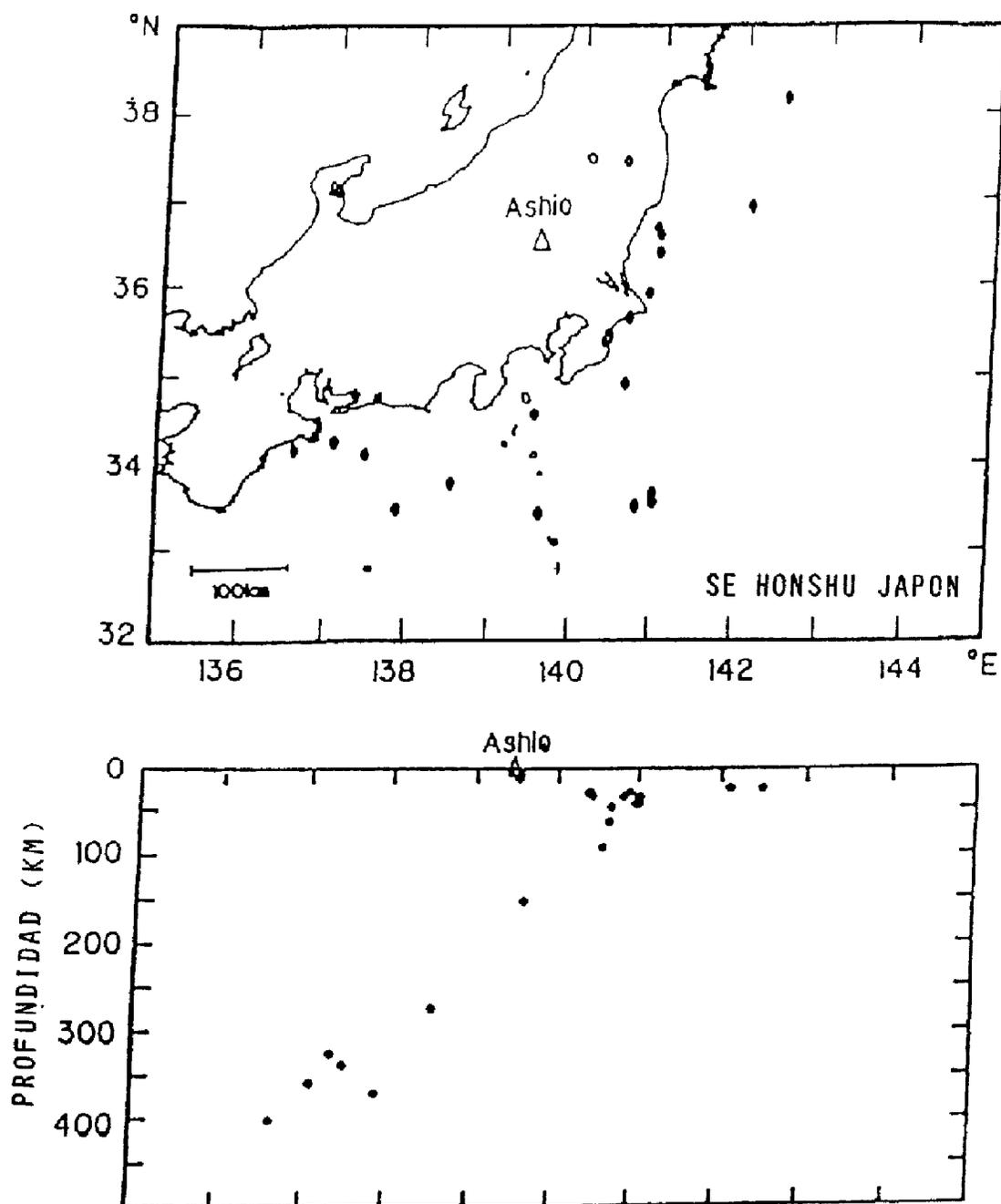


Figura 6. Distribución de epicentros (cuadro superior), y sección transversal EW de hipocentros (cuadro inferior) de todos los eventos descartados de esta interpretación. Estos eventos mostraban $t_0 > \pm 1$ seg, o bien fueron registrados con distancias hipocentrales > 300 km de la estación Ashio.

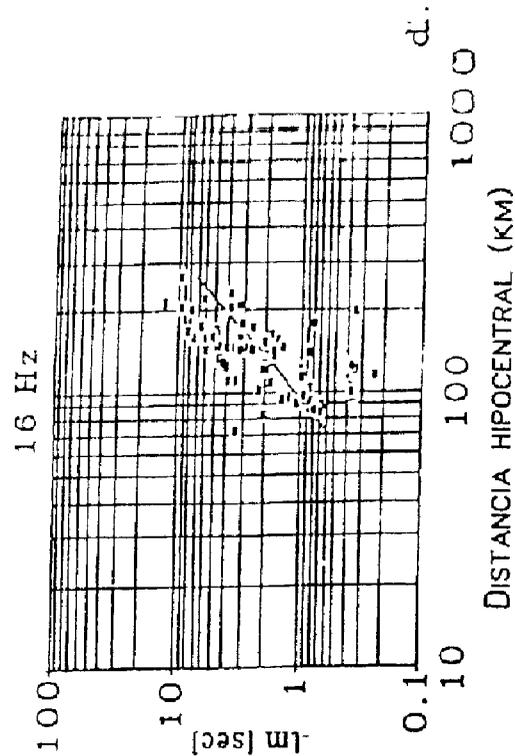
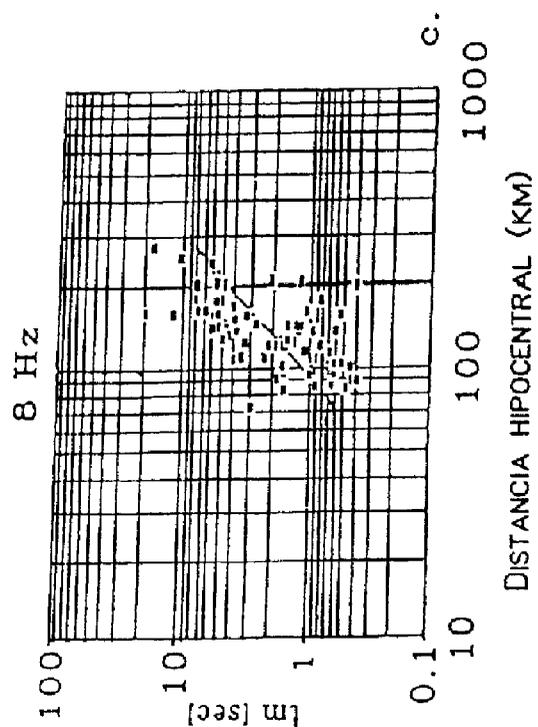
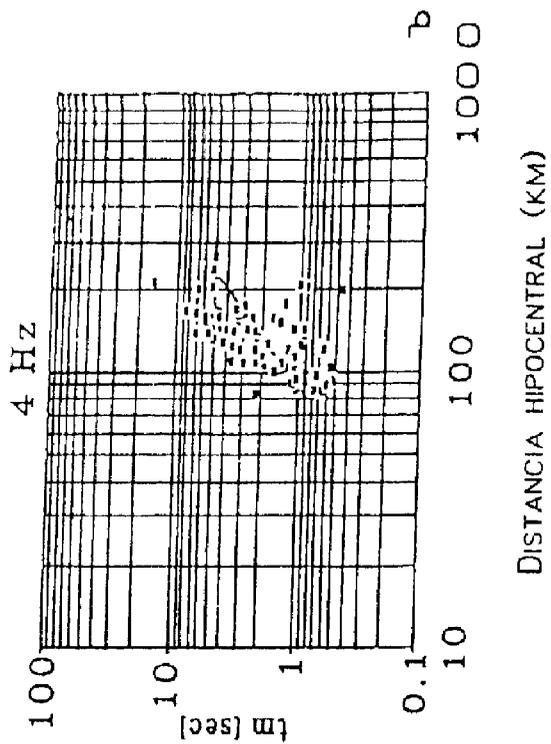
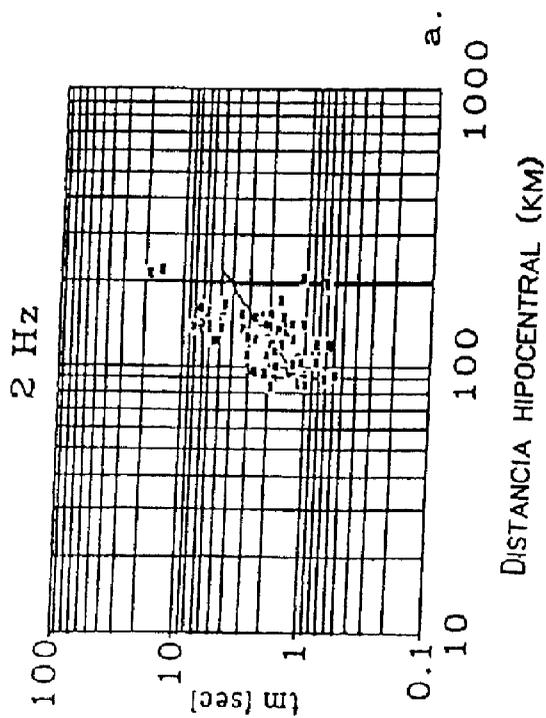


Figura 7. Tiempos característicos t_m como función de la distancia hipocentral R . Las líneas sólidas corresponden a regresiones lineales sobre la distribución log/log.

-3.271 ± 8.322

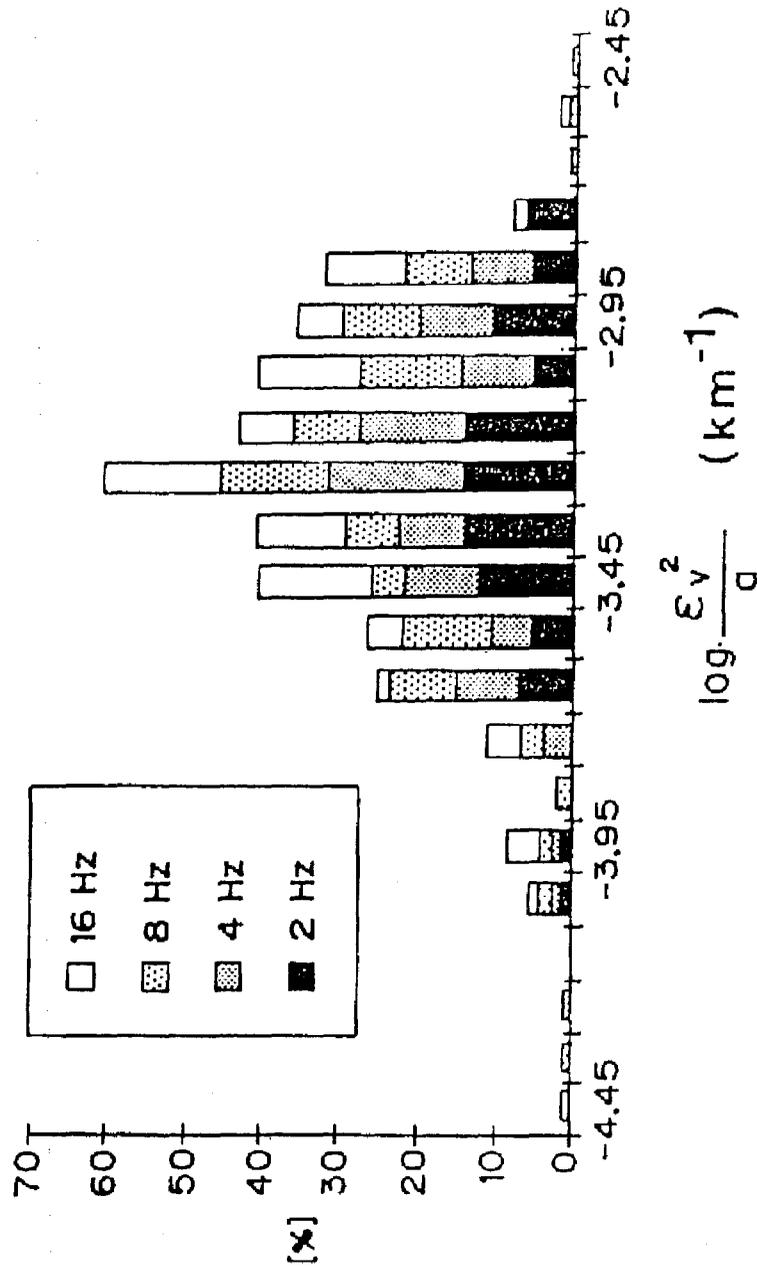


Figura 8. Distribución de las fluctuaciones de la velocidad $\epsilon v^2/\alpha$ estimadas del presente conjunto de datos. La anchura de la distribución es idéntica a la estimada del análisis de las amplitudes de pico y semi-máxima (Sato, 1989).

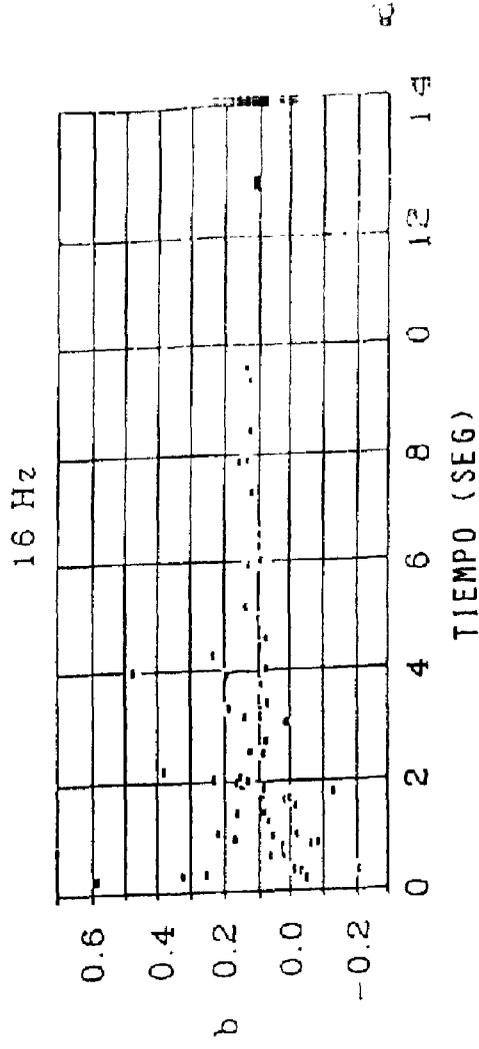
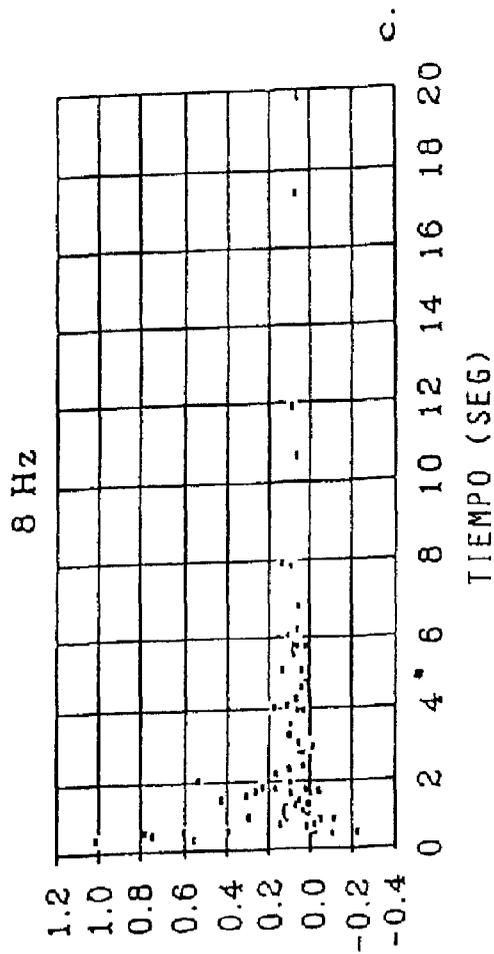
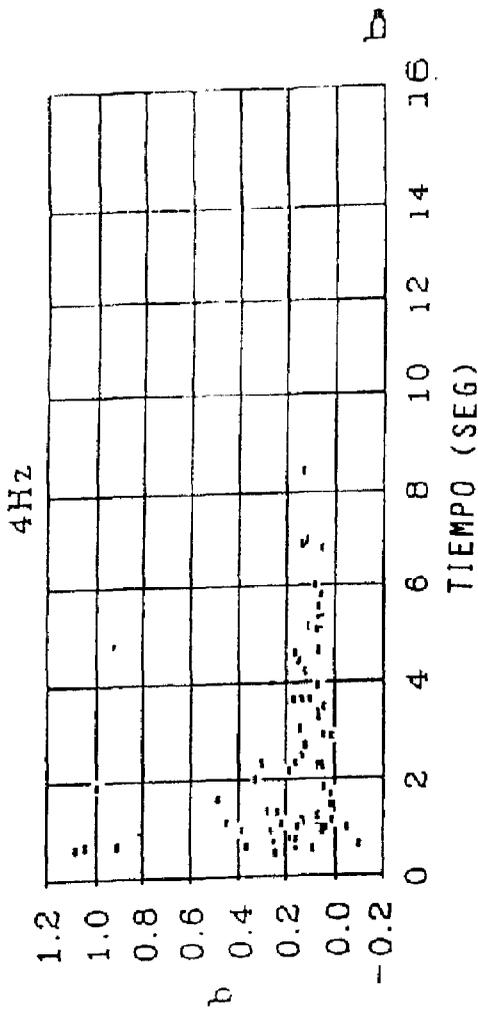
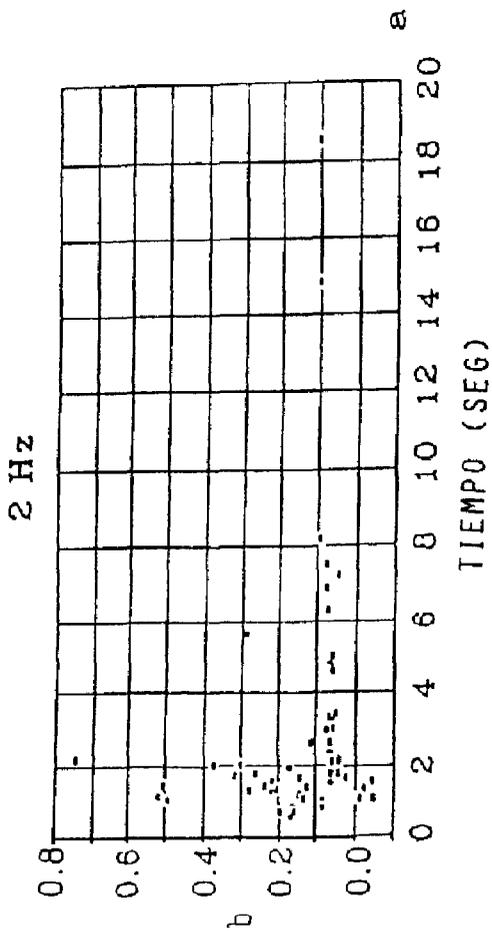


Figura 9. Factor de atenuación b como función de t para la etapa III de inversión. La dispersión depende fuertemente de t .

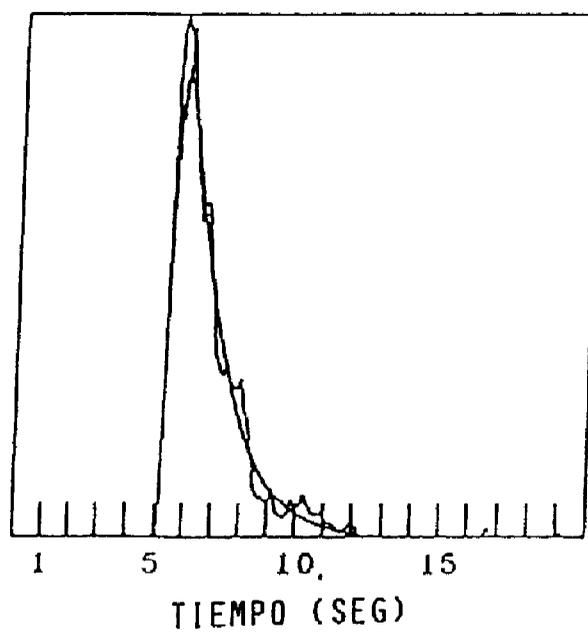
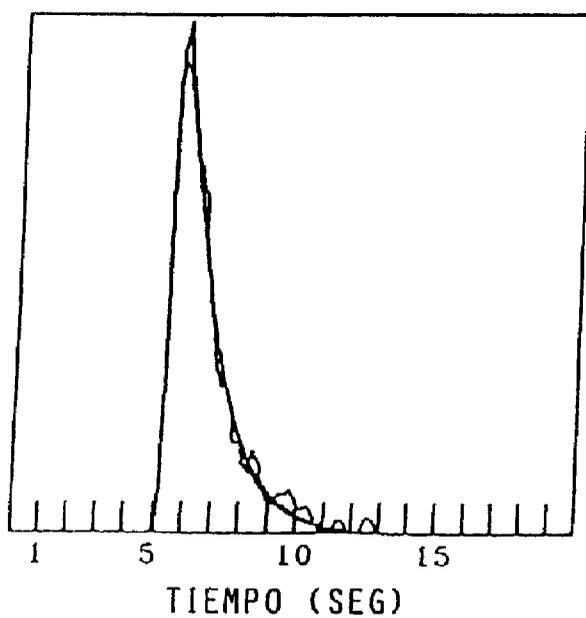
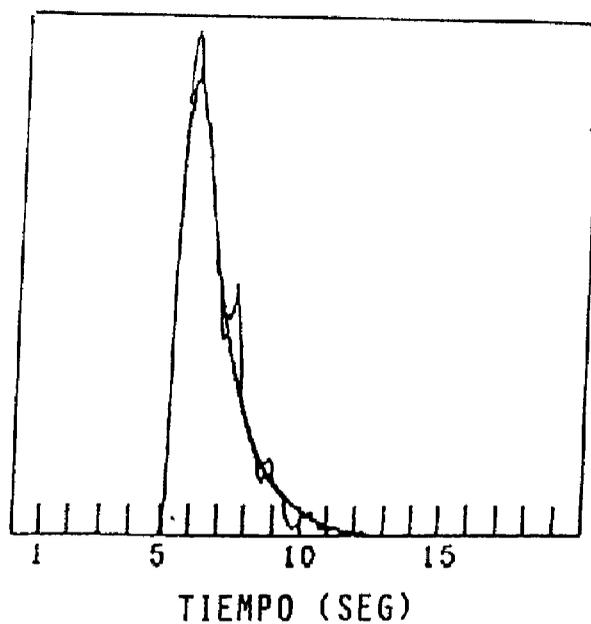
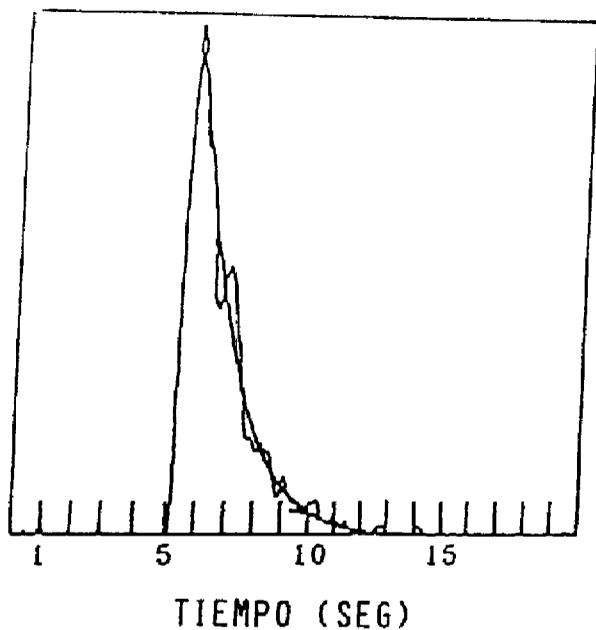


Figura 10. Soluciones numéricas de envolventes de onda ($t_M = 1$ s) en presencia de ruido Gaussiano filtrado con pasabanda (0.05-0.5 Hz; desviación estándar 50 % de la amplitud máxima antes del filtrado).

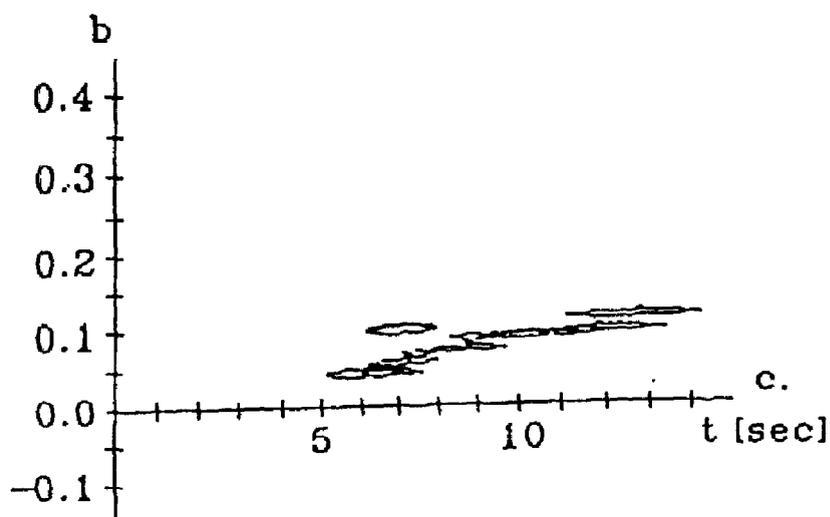
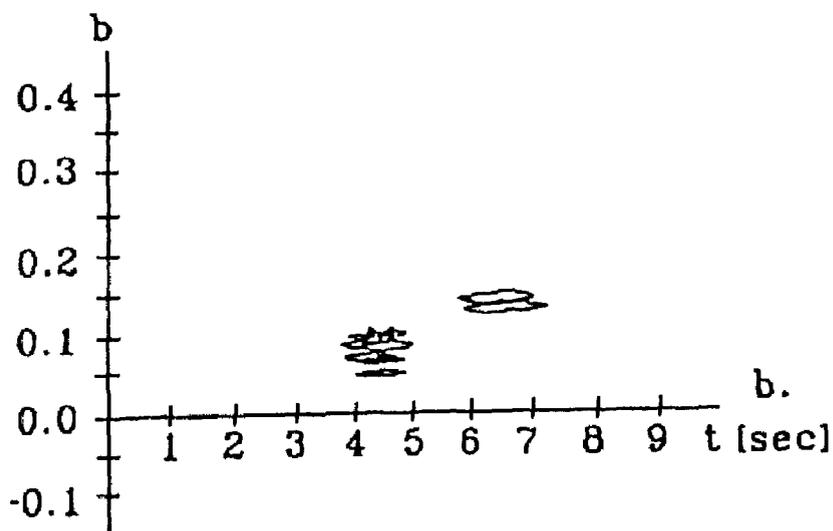
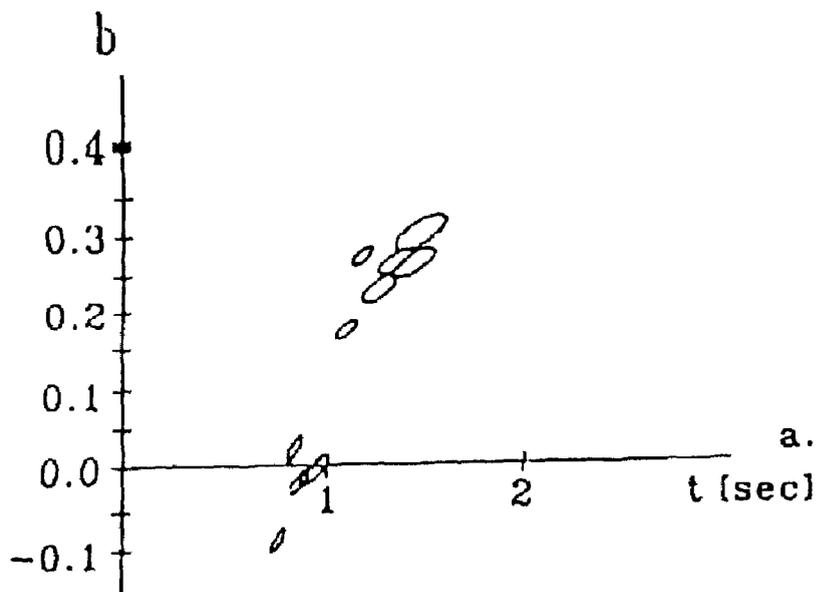


Figura 11. Distribución de soluciones de b/t_M y elipses individuales de confianza para las envolventes de onda simuladas ($b = 0.1$), en presencia de ruido Gaussiano filtrado con pasabanda (0.05-0.5 Hz; desviación estándar 50 % de la amplitud máxima antes del filtrado). La Figura 11a corresponde a $t_M = 1$ s; la Figura 11b a $t_M = 5$ s, y la Figura 11c a $t_M = 10$ s, respectivamente.

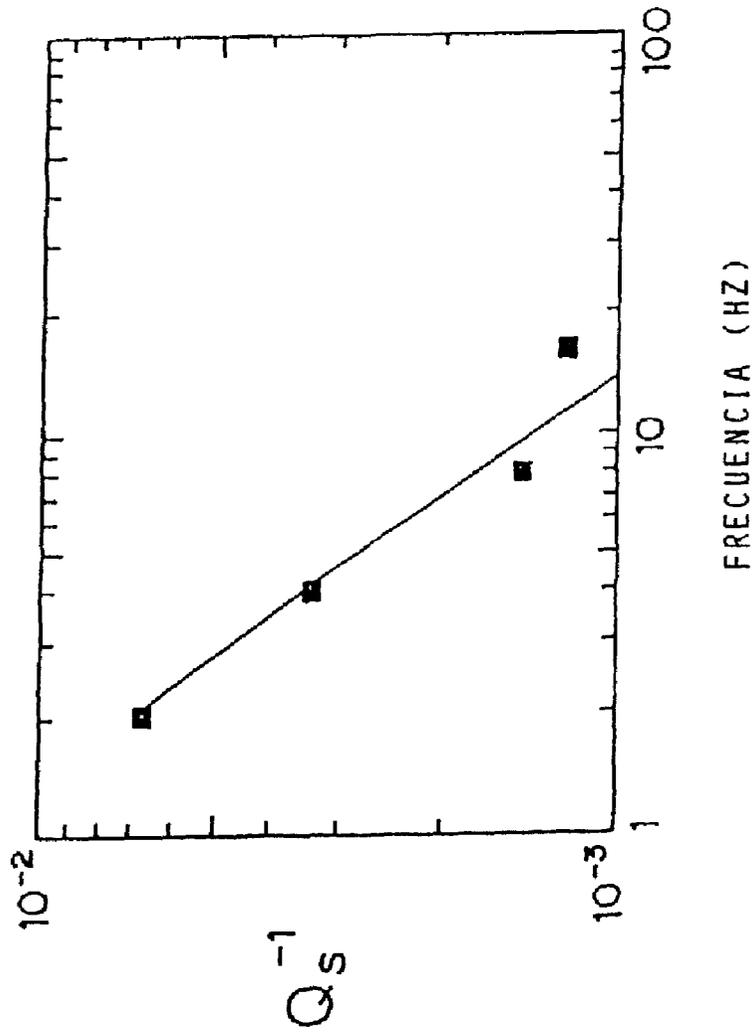


Figura 12. Gráfica de Q_s^{-1} contra frecuencia, representada por los cuadros sólidos (ver Tabla 3). La línea sólida corresponde al resultado de Sato (1984), $Q_s^{-1} = 0.014fc^{-1}$.

CENTRO NACIONAL DE PREVENCIÓN DE DESASTRES (CENAPRED)
AGENCIA DE COOPERACIÓN INTERNACIONAL DE JAPÓN (JICA)

Av. Delfín Madrigal 665
Col. Pedregal Santo Domingo, Coyoacán
Ciudad Universitaria
04360 México, D.F.

Tiraje: 500 Ejemplares

Impreso: 1991